

## ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЛЕНТОЧНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РИШЕТКЕ В ПРОДОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ ФЕРРИТЕ

В. В. Хорошун

1. В безграничную гиромагнитную среду с параметрами

$$\epsilon, \mu = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{vmatrix}$$

помещена ленточная металлическая решетка периода  $l$  (рис. 1). Постоянное магнитное поле  $H_0$  направлено вдоль оси  $Oz$ . На решетку нормально к ее плоскости падает волна круговой поляризации правого вращения с единичной амплитудой электрического поля и постоянной распространения  $\gamma_0 = k_0 \sqrt{\epsilon(\mu + \mu_a)}$ , где  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  — частота падающего поля. Задача состоит в отыскании поля, возникшего в результате дифракции этой волны на решетке. Решение задачи для левополяризованной падающей волны проводится аналогично.

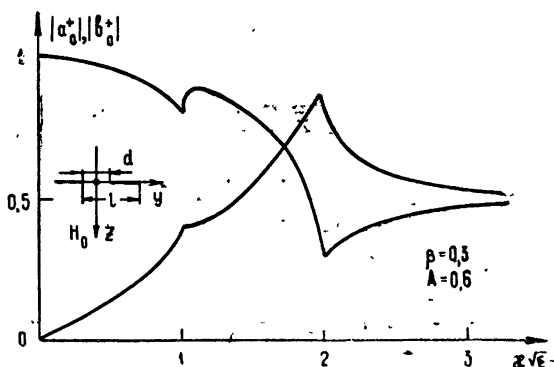


Рис. 1.

Выражение для  $x$ -компоненты электрического поля над ( $z < 0$ ) и под ( $z > 0$ ) решеткой имеет вид

$$E_x = \begin{cases} \exp(i\gamma_0 z) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(-i\gamma_n z) \exp(in\varphi) & (z < 0) \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(i\gamma_n z) \exp(in\varphi) & (z > 0) \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\gamma_n = \frac{2\pi}{l} \left\{ x^2 \epsilon \mu - n^2 \frac{\mu + \mu_{\parallel}}{2\mu_{\parallel}} - \left[ x^2 \epsilon \mu_a^2 \left( x^2 \epsilon - \frac{n^2}{\mu_{\parallel}} \right) + n^4 \left( \frac{\mu - \mu_{\parallel}}{2\mu_{\parallel}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{l} y, \quad x = \frac{l}{\lambda},$$

где  $\lambda$  — длина волны падающего поля,  $a_n$ ,  $b_n$  — неизвестные амплитуды волн дифракционных спектров, подлежащие определению.

Выбираем ту ветвь радикала  $\gamma_n$ , для которой  $\text{Im}\gamma_n > 0$ , а если  $\text{Im}\gamma_n = 0$ , то  $\text{Re}\gamma_n > 0$ . Если падающей волной является волна левополяризованная, то в (3) необходимо изменить знак перед внутренним радикалом на противоположный. Остальные компоненты поля выражаются через  $E_x$  из уравнений Максвелла.

Использование точных граничных условий на металле (М) и щели (Ш) решетки позволяет установить связь между искомыми амплитудами  $\delta_{0n} + a_n = b_n$  ( $\delta_{0n}$  — символ Кронекера) и систему функциональных уравнений для этих величин

$$(M) \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{in\varphi} = 0,$$

$$(III) \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \gamma_n e^{in\varphi} = \gamma_0.$$

Как следует из [1], амплитуды основной и высших мод являются решениями следующей бесконечной системы линейных уравнений с быстро убывающими коэффициентами:

$$(\delta_{m0} + i \kappa p W_m^0) b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} n b_n [\chi_n (W_m^n + W_m^{-n}) - \delta_{mn}] = i \kappa p W_m^0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (4)$$

где

$$\chi_n = 1 + i \frac{l \gamma_n}{2\pi |n|}, \quad p = \sqrt{\varepsilon(\mu + \mu_a)}, \quad W_m^n(u) = V_m^n(u) - P_m(u) V_0^n(u), \quad u = \cos \frac{\pi d}{l},$$

$P_m(u)$  — полиномы Лежандра,  $V_m^n(u)$  определены в [1]

2. На рис. 1 приведены результаты численного расчета на ЭВМ системы (4) для правых  $|a_0^+|$ ,  $|b_0^+|$  нулевых гармоник в случае идеального изотропного феррита, намагниченного до насыщения, при половинном заполнении решетки ( $u = 0$ ). Как известно [2, 3], при этом компоненты тензора (1) имеют вид

$$\mu_{\parallel} = 1, \quad \mu = 1 + \beta \mu_a, \quad \mu_a = \frac{A}{\beta^2 - 1}, \quad A = 4\pi \frac{\gamma M_0}{\omega}, \quad \beta = \frac{\gamma H_0}{\omega},$$

где  $M_0$  — постоянная намагниченность феррита,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение для электронного спина,  $H_0$  — величина постоянного магнитного поля. Диэлектрическая проницаемость феррита  $\varepsilon = 9$ .

Характерные изломы кривых на рис. 1 связаны с перераспределением энергии между основной и высшими модами в точках возникновения новых распространяющихся волн. Для волн с правой поляризацией такими точками являются значения

$$\kappa \sqrt{\varepsilon \mu_{\perp}} = n, \quad (5)$$

где  $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu$ , а  $n$  — номер гармоники. Для волн с левой поляризацией, возникших в результате дифракции обыкновенной волны,

$$\kappa \sqrt{\varepsilon \mu_{\parallel}} = n. \quad (6)$$

Условия возникновения высших мод (5) и (6) (точки скольжения) имеют четкий физический смысл. При выполнении этих условий каждая новая возникающая гармоника носит поверхностный характер и «скользит» поперек лент решетки, т. е. перпендикулярно магнитному полю. Таким образом, имеет место случай поперечного намагничивания, когда собственными типами волн в феррите являются необыкновенная волна с постоянной распространения  $v^e = k_0 \sqrt{\varepsilon \mu_{\perp}}$  и обыкновенная волна с постоянной распространения  $v^0 = k_0 \sqrt{\varepsilon \mu_{\parallel}}$ , что и отражено в условиях (5) и (6).

Однако наряду с рассмотренными выше изломами кривых в точке возникновения первой распространяющейся гармоники ( $\kappa \sqrt{\varepsilon} = 1,96$ ) на рис. 1 видны изломы кривых в точке  $\kappa \sqrt{\varepsilon} = 0,98$ , обусловленные гиротропным характером среды. Для объяснения этого явления поступим следующим образом. Для определенности ограничимся рассмотрением дифракционного спектра в области, лежащей под решеткой. Будем рассматривать каждую гармонику порядка  $n$  как однородную плоскую волну с амплитудой  $b_n$ , распространяющуюся под углом  $\zeta_n$  к оси Oz. Величина этого угла определяется соотношением

$$\zeta_n = \text{arccctg} \left( \frac{|n|}{n} \gamma_n \right), \quad (7)$$

где  $\gamma_n = l \gamma_n / 2\pi |n|$ , а постоянные распространения выражаются хорошо известной формулой [2]

$$\tau_n^2 = \frac{k_0^2 \varepsilon}{2} \left[ 2(1 + \alpha) + \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} - 1 \pm \sqrt{\left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} - 1\right)^2 + 4 \frac{\mu_a^2}{\mu^2} \alpha(1 + \alpha)} \right] \left( \frac{1}{\mu_{\parallel}} + \frac{\alpha}{\mu} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь  $\alpha = \operatorname{ctg}^2 \zeta_n$ . Из (3) следует, что в интервале

$$n \sqrt{0,5(1 - \sqrt{1 - \beta^2})} < x \sqrt{\varepsilon} < n \sqrt{0,5(1 + \sqrt{1 - \beta^2})} \quad (9)$$

$\eta_n$  принимает комплексные значения. С учетом (7) из (8) следует, что в указанном интервале постоянные распространения гармоник также комплексны, что соответствует распространению волн с затуханием.

На рис. 2 отражен комплексный характер  $\eta_n^2$  для первой правой ( $\eta_1^e$ )<sup>2</sup> и первой левой ( $\eta_1^0$ )<sup>2</sup> гармоник при следующих значениях параметра  $\beta$ : для кривых с номерами от 1 до 4  $\beta = 0,3 + 0,1$  с шагом 0,1; для кривых под номером 4  $\beta = 0,744$  (точка поперечного ферромагнитного резонанса); номеру 6 соответствует  $\beta = 0,9$ . Для интересующего нас случая  $\beta = 0,3$  кривая 1 объясняет аномальное по сравнению с негиротропными средами поведение представленных на рис. 1 коэффициентов в точке  $x \sqrt{\varepsilon} = 0,98$ . Указанная точка является верхним пределом интервала (9). Как следует из (9), при  $H_0$ , близких к точке продольного ферромагнитного резонанса, указанный интервал сжимается к точке  $x \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{0,5}$ . При значениях  $H_0$ , больших резонансного, рассмотренные аномалии не имеют места.

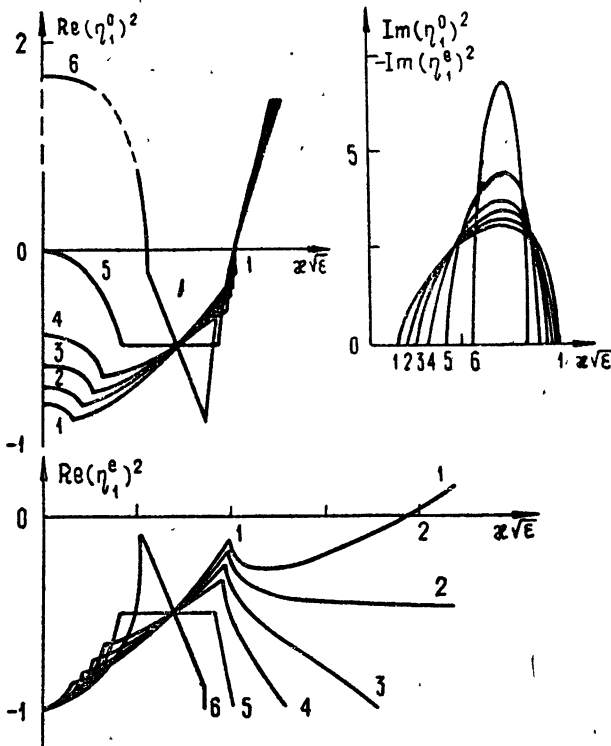


Рис. 2.

Проведенный анализ дифракционных явлений используется для целей управления дифракционным излучением при возбуждении решетки с ферритом электронными потоками, а также при исследовании распространения волн в кольцевом и спиральном волноводах с ферритом.

В заключение пользуюсь случаем поблагодарить В. П. Шестопалова за предложенную тему и руководство работой,

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов, ЖТФ, 32, № 4, 581 (1962).
- 2 А. Г. Гуревич, Ферриты на сверхвысоких частотах, Физматгиз, 1960, стр. 184.
- 3 А. Л. Микаэлян, Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, Госэнергоиздат, 1963.

Харьковский институт  
радиоэлектроники

Поступила в редакцию  
27 февраля 1968 г.,  
после доработки  
12 ноября 1969 г.

УДК 621.372.8

### ВЕНТИЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ВОЛНОВОДА С ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКОЙ В $E$ -ПЛОСКОСТИ

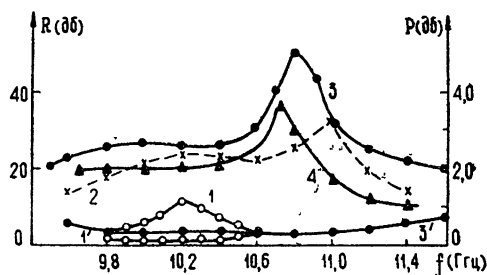
Л. И. Кошкин, Т. З. Спиркина, Т. А. Дунаева-Митлина

Явление ферромагнитного резонанса в волноводе, содержащем намагниченную ферритовую пленку, позволяет реализовать волноводный резонансный вентиль миллиметрового [1-3] и сантиметрового [3] диапазонов длин волн. В конструктивном выполнении он представляет собой отрезок волновода, содержащий в  $E$ -плоскости ферритовую пленку толщиной 30—50 мк, нанесенную на диэлектрическую пластину и намагниченную постоянным магнитом.

В настоящей работе приводятся результаты исследования свойств волновода с пленкой в 3-сантиметровом диапазоне. На рис. 1 представлены частотные характеристики вентилля, выполненного на чистой ферритовой пленке и на феррито-диэлектрическом вкладыше. Видно, что вентиль с вкладышем из одной ферритовой пленки (кривые 1 и 1') не удовлетворяет известным требованиям по вентильному отношению и диапозонности. Применение диэлектрической пластины значительно усиливает вентильный эффект (кривые 2—4).

Рис. 1. Частотная зависимость развязок  $R$  и прямых потерь  $P$  волновода с пленкой Mg—Mn феррита, подмагниченной полем 2480 э:

1, 1'—развязки и потери с вкладышем из одного феррита; 2, 3, 4—развязки с феррито-диэлектрическим вкладышем толщиной соответственно  $t=0,08 a$ ,  $0,1$  и  $0,14 a$  при  $\epsilon_d=15 \epsilon_0$ ; 3'—прямые потери вентилля при  $t=0,1 a$ .



Выясним влияние слоя диэлектрика на величину потерь прямой и обратной волн. Известно, что минимум прямых потерь связан с определенной структурой поля внутри ферритового образца. Необходимую структуру поля можно создать подбором эффективности диэлектрического слоя (его толщины  $t$  или диэлектрической проницаемости  $\epsilon_d$ ) и определенным положением последнего в волноводе. Так, при  $\epsilon_d = 5 \epsilon_0$  толщина диэлектрика составляет 0,2 от размера  $a$  широкой стенки волновода, а при  $\epsilon_d = 30 \epsilon_0$  — 0,04  $a$ .

Экспериментально установлено, что прямые потери резонансных вентилей на ферритовых пленках не превышают 1 дБ (0,2—0,7 дБ). Это, вероятно, связано с большим удельным сопротивлением пленок ( $10^8 \div 10^{11}$  ом·см) и малой массой ферромагнетика. В тонкой ферритовой пленке не происходит нарушение структуры поля, которое может иметь место в массивных ферритах. Последние, обладая диэлектрической проницаемостью при наличии больших толщин, перераспределяют поле вдоль поперечного сечения, что искажает структуру поля и вызывает потери [4].

Величина обратных потерь определяется в основном концентрацией поля в месте расположения ферритовой пленки, а также определенным положением вкладыша в