

## 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

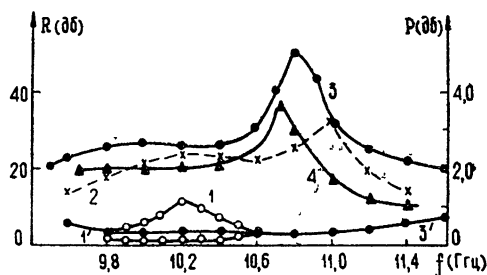
*Л. И. Кошкин, Т. З. Спиркина, Т. А. Дунаева-Митлина*

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

волноводе. Экспериментальные результаты на рис. 1 подтверждают вышесказанное. Увеличение толщины диэлектрического слоя  $t$  с 0,08 до 0,1 от размеров широкой стенки волновода  $a$  приводит к росту обратных потерь. При дальнейшем увеличении толщины диэлектрика обратные потери уменьшаются.

На рис. 2 представлена зависимость потерь прямой и обратной волн в нормированных единицах [4] от положения феррито-диэлектрической пластины для ряда  $\epsilon$  диэлектрика. Толщина диэлектрика при этом составляла 0,1  $a$ . Потери обратной волны растут с увеличением  $\epsilon$  диэлектрика. Однако чрезмерное увеличение активности диэлектрика приводит к тому, что поле концентрируется внутри диэлектрика. Поток энергии через сечение, занимаемое пленкой, уменьшается, потери обратной волны падают.

Установлено также, что с ростом  $\epsilon_d$  смещается место оптимального положения феррита относительно узкой стенки волновода в сторону меньших расстояний от узкой стенки ( $t/a$ ) (рис. 2). Аналогично влияет и толщина диэлектрика. Однако при очень толстом диэлектрике этот оптимум положения выходит за пределы волновода, что делает этот случай практически неприемлемым (рис. 3).

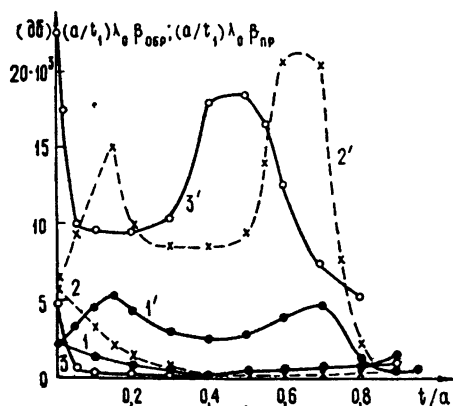
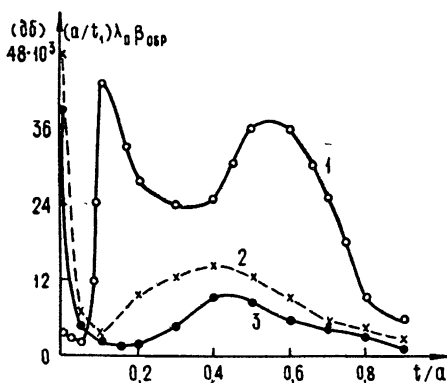


Рис. 2. Потери прямой (1, 2, 3) и обратной (1', 2', 3') волн в нормированных единицах при  $t = 0,1 a$  и  $H_0 = 2480$  э: 1, 1'— $\epsilon_d = 5 \epsilon_0$ ; 2, 2'— $\epsilon_d = 10 \epsilon_0$ ; 3, 3'— $\epsilon_d = 20 \epsilon_0$

Рис. 3. Влияние толщины диэлектрика на обратные потери в вентиле при  $\epsilon_d = 20 \epsilon_0$ :  
1— $t_1 = 0,075 a$ ; 2— $t_2 = 0,1 a$ ;  
3— $t_3 = 0,155 a$ .



- Таким образом, анализ полученных результатов позволяет сказать, что
- 1) пленка феррита толщиной 30—50 мк обеспечивает функции, выполняемые в вентиле массивным ферритом,
  - 2) полученные зависимости находятся в соответствии с электродинамической теорией, полностью согласуясь с расчетными и экспериментальными кривыми для объемных ферритовых вкладышей, приведенных в [4];
  - 3) к специфическим особенностям вентилях на пленках следует отнести малый уровень прямых потерь, подобно данным Калины, полученным на вентилях со сферическими вкладышами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Wade, T. Collins, R. Stern, IRE Trans., MTT-10, 611 (1962).
2. W. Wade, R. Stern, T. Collins, IEEE Trans., MTT-13, 1 (1965).
3. Л. И. Кошкин, Т. А. Дунаева-Митлина, В. М. Митлин, Т. З. Спиркина, Уч. зап. Куйбышевского пединститута, вып. 67, 140 (1969).
4. А. Л. Микаэлян, Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, Госэнергоиздат, М—Л, 1963.

Куйбышевский государственный педагогический институт

Поступила в редакцию  
16 июня 1969 г.

УДК 621.372.4

### К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАССОГЛАСОВАНИЯ ПЛЕЧ СВЯЗАННОГО РЕЗОНАТОРА НА ЕГО СВОЙСТВА

В. С. Авербах

Исследованию связанных резонаторов с наклонной делительной пластиной (рис. 1) посвящено значительное число работ [1-6], но в них рассмотрен случай, когда собственные функции парциальных резонаторов, образованных плечами 1—3 и 2—3, на пластине одинаковы. В данной заметке обсуждается влияние пространственного рассогласования (несовпадения функций) на свойства связанного резонатора\*.

Систему уравнений резонатора с ленточными зеркалами, диафрагмированного в месте расположения пластины, можно привести к следующему виду [4]:

$$\psi_1(x) \exp [j2k(L_1 + L_3)] = t^2 \hat{K}_1 \psi_2(x_1) - r^2 \exp [j2k(L_1 - L_2) + j\varphi] \hat{K}_2 \psi_2(x_1), \quad (1)$$

$$\psi_2(x_1) = \hat{K}_3 \psi_1(x_1),$$

где  $\psi_2$  и  $\psi_1$  — распределения амплитуд в пучке, падающем на пластину и идущем от нее в плече 3, а  $r$  и  $t$  — соответственно коэффициенты отражения и прохождения пластины по амплитуде. Оператор

$$\hat{K}_i \psi(x) = \sqrt{\frac{j}{2\pi}} \int_{-V\bar{c}_i}^{V\bar{c}_i} \exp(jxx_1) \exp[-jg_i(x^2 + x_1^2)/2] \psi(x_1) dx_1 \quad (2)$$

даст преобразование распределения лучевой амплитуды при распространении в  $i$ -м плече от пластины до зеркала и обратно. В формуле (2) приняты следующие обозначения:  $c_i = k' a^2/2L_i(1 - L_i/R_i)$ ,  $2a$  — размер диафрагмы и  $g_i = 1 - 2L_i/R_i$ .

Неизвестными в уравнении (1) являются собственные функции  $\psi$  и собственные частоты  $k = k' + jk''$ . Основная трудность его решения заключается в невозможности выделения быстро осциллирующего по  $k$  множителя в левую часть уравнения, что не позволяет привести его к хорошо изученному уравнению Фредгольма второго рода. С другой стороны, наличие быстро осциллирующих множителей позволяет не принимать во внимание слабую зависимость операторов  $\hat{K}_i$  от  $k'$ .

При совпадении мод парциальных резонаторов уравнение (1) переходит в характеристическое уравнение для  $k$ . Потери всех типов колебаний оказываются различными и повторяются с периодом  $\Delta k = \pi/(L_2 + L_3)$ , значительно превышающем расстояние  $\pi/(L_1 + L_3)$  между соседними продольными порядками спектра [4]\*\*. Минимумы потерь для различных поперечных мод сдвинуты по частоте [1, 4] и, следовательно, спектр связанного резонатора без селекции этих мод не разрежен.

\* Рассмотрен случай, когда два низкодобротных парциальных резонатора сильно связаны через делительную пластину

\*\* Обычно  $(L_2 + L_3)/(L_1 + L_3) \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$  [1, 3].