

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНЫ ВЫСШЕГО ТИПА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С СИММЕТРИЧНОЙ ФЕРРИТОВОЙ И ФЕРРИТО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

В. А. Коробкин, В. Я. Двадненко, В. Н. Великоцкий

Применение волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) обеспечивает перспективное сочетание малых габаритов и высоких электрических параметров СВЧ устройств. Использование связанных колебаний ВДР позволяет реализовать ряд новых высококачественных малогабаритных частотно-избирательных СВЧ устройств, например, двухполосные фильтры с малыми потерями и высокой избирательностью, а также электрически-перестраиваемые фильтры, работающие при дорезонансных управляющих магнитных полях и при повышенном уровне входной мощности [1].

Целью настоящего сообщения является исследование структур, обеспечивающих реализацию управляемой внешним магнитным полем связи между типами волн в ВДР, и оптимизация параметров структур для получения максимальной величины такой связи.

Для реализации управляемых СВЧ устройств на основе связанных колебаний ВДР необходимо, чтобы в волноводе с заполнением распространялось две волны H_{10} и H_{20} . Рассмотрим частично заполненный симметричной ферритовой структурой прямоугольный волновод (рис. 1). В силу симметрии системы при отсутствии подмагничивания связи между четными и нечетными типами волн нет. Наложение внешнего магнитного поля вызывает эффект смещения СВЧ поля, нарушает симметрию и антисимметрию поля волн H_{10} и H_{20} , следовательно, обеспечивает возбуждение волной H_{10} на стыке $y = 0$ волны H_{20} и наоборот. Используя метод сшивания, получаем систему линейных алгебраических уравнений бесконечного порядка относительно неизвестных амплитуд отраженных волн a_{mj} от исследуемого стыка:

$$\sum_{m=1}^{\infty} a_{mj} \left[(\Gamma_m + \gamma_n) P_{mn}^- + \left(\frac{\Gamma_m}{\mu_{\perp}} + \gamma_n \right) P_{mn}^{(2)-} + \frac{\mu_a}{\mu_{\perp} \mu} t_{mn}^- \right] =$$

$$= (\Gamma_j - \gamma_n) P_{jn}^+ + \left(\frac{\Gamma_j}{\mu_{\perp}} - \gamma_n \right) P_{jn}^{(2)+} - \frac{\mu_a}{\mu_{\perp} \mu} t_{jn}^+, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где Γ_m и γ_n — постоянные распространения m -й волны заполненного волновода и n -й волны незаполненного волновода, j — номер падающей волны, μ и μ_a — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu$. В (1) введены обозначения

$$P_{mn}^{\pm} = \int_0^t F_m^{(1)\pm}(x) f_n(x) dx + \int_s^a F_m^{(3)\pm}(x) f_n(x) dx,$$

$$P_{mn}^{(2)\pm} = \int_t^s F_m^{(2)\pm}(x) f_n(x) dx, \quad t_{mn}^{\pm} = \int_t^s \frac{dF_m^{(2)\pm}(x)}{dx} f_n(x) dx,$$

$$(2)$$

где $F_m^{(N)\pm}(x)$ и $f_n(x)$ — функции распределения электрического поля m -й волны (заполненного волновода соответственно по частичным областям N и n -й волны незаполненного волновода). Падающие и отраженные волны имеют различные собственные функции, F_m^+ и F_m^- соответственно, что обусловлено различной связью электрического и магнитного СВЧ полей для прямых и обратных волн в волноводе с поперечно намагниченным ферритом [2].

Выражение для амплитуд прошедших волн имеет вид

$$b_{nj} = P_{nj}^+ + P_{nj}^{(2)+} + \sum_{m=1}^{\infty} a_{mj} [P_{nm}^- + P_{nm}^{(2)-}]. \quad (3)$$

Численное решение системы (1) производилось методом усечения. Необходимые для этого постоянные распространения Γ_m определялись из дисперсионного уравнения для гиромагнитной слоистой структуры в прямоугольном волноводе [2, 3]. Поскольку с ростом номера гармоники амплитуды высших типов волн быстро убывают, следует ожидать, что сходимость решения усеченной системы (1) будет хорошей [4]. Как пока-

зали проведенные расчёты, величины a_{11} и a_{21} изменяются мало, а погрешность выполнения закона сохранения энергии менее 0,4% при порядке усечения $N \geq 8$ и параметрах $\epsilon_\Phi = 15$, $\mu = 0,75$, $\mu_a = 0,4$, $a/\lambda = 0,425$, $d/a = 0,8$. Для дальнейшего численного исследования системы (1) выбран восьмой порядок усечения.

На рис. 1 приведены рассчитанные энергетические нормированные коэффициенты отражения первой волны $K_{11} = a_{11}^2$ и преобразования первой во вторую $K_{21} = a_{21}^2 \text{Re}(\Gamma_2)/\text{Re}(\Gamma_1)$ как функции относительной толщины ферритового слоя d/a при падении на стык $y = 0$ единичной волны H_{10} . Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $\mu_a = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$. При малых толщинах ферритового слоя волна H_{20} не распространяется в волноводе и поэтому рассеянная от стыка энергия полностью содержится в отраженной первой волне, при этом $K_{11} = 1$, а $K_{21} = 0$. Начиная с некоторой, зависящей от величины μ_a толщины слоя появляется распространяющаяся волна H_{20} и часть рассеянной энергии уносится теперь уже и этой волной. Как видно из рис. 1, существует оптимальная толщина ферритового слоя, при которой имеет место наиболее эффективная связь волн H_{10} и H_{20} (максимум величины K_{21} и минимум K_{11}). Программа вычисления энергетических коэффициентов реализована на алгоритмическом языке ФОРТРАН-IV, время счета одной точки на ЭВМ ЕС-1022 составило 16 с.

При толщине ферритового слоя, не обеспечивающей распространение волны H_{20} в волноводе с заполнением, структура, изображенная на рис. 1, является непригодной для реализации устройств на основе связанных колебаний ВДР. Обеспечить распространение волны H_{20} при малых толщинах ферритового слоя можно, используя феррито-диэлектрическое заполнение (центральный ферритовый и прилегающие к нему диэлектрические слои рис. 2). Амплитуды отраженных и прошедших волн такой структуры определяются из решения систем, полученных аналогично выражениям (1) и (3). На рис. 2 приведен численный расчет зависимости K_{21} (сплошная линия) и K_{11} (пунктир) от толщины ферритового слоя при фиксированном размере $c = 2s + d$ для немагнитной феррито-диэлектрической структуры ($\epsilon_1 = 2,2$, $\epsilon_2 = 11,6$, $c/a = 0,89$). Как видно из сравнения кривых на рис. 1 и 2, для одинаковых значений μ_a и d/a величина связи волн H_{10} и H_{20} в случае волновода с феррито-диэлектрической структурой выше. Время счета одной точки 19 с.

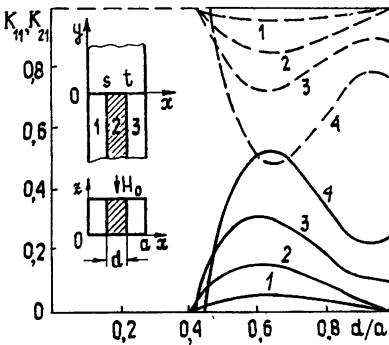


Рис. 1.

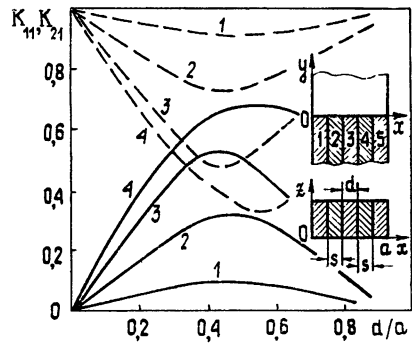


Рис. 2.

Таким образом, можно сделать следующие выводы: 1) в обоих рассмотренных случаях можно найти такую толщину ферритового слоя, которая обеспечила бы требуемую величину коэффициента преобразования при наименьшем внешнем подмагничивании; 2) система со слоистым феррито-диэлектрическим заполнением позволяет более эффективно осуществлять управляемую внешним магнитным полем связь между волнами H_{10} и H_{20} ; 3) используя феррито-диэлектрическое заполнение, можно выбрать сравнительно малую толщину ферритового слоя, что позволяет существенно улучшить ряд параметров устройств на основе связанных колебаний ВДР, например, в электрически-перестраиваемых фильтрах на повышенный уровень мощности увеличивается собственная добротность, уменьшается гистерезис, снижается нагрев, улучшается термостабильность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 4, с. 558.
2. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1960, с. 408.
3. Силин Р. А., Чурзин А. Ф., Шулъга Н. В. — Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, 1979, вып. 8, с. 125.
4. Chang C. T. M. — Trans. IEEE, 1973, MTT-21; № 6; p. 403.