

Резонансный селектор – преобразователь волноводных волн

О.В.Бондаренко, В.Б.Казанский

*Харьковский государственный университет,
Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4**Статья поступила в редакцию 26 декабря 1995 г., после переработки 9 апреля 1996 г.*

Предложена и исследована электродинамическая модель интегральной конструкции прибора с раздельными и объединенными функциями частотного и модового селектора, коммутатора, преобразователя типов волн, фазовращателя, поглощающего покрытия. Объект исследования – волноводный отражательный резонатор с поляризационно-чувствительной дифракционной связью. Внутренний объем заполнен магнитоэлектрическими слоями с резистивной пленкой. Развита комплексный подход, сочетающий точный и приближенный методы решения задач дифракции. Эквивалентные граничные условия обобщены как на векторные поля, так и на произвольные параметры приграничных сред.

Выявлены режимы полного и частичного, резонансного и полосового преобразования полей, инверсии преобразования и отражения с изменением частоты и типа волн возбуждения. Доказана возможность увеличения согласования радиопоглощающих покрытий для облучающих полей за счет их поляризационного преобразования.

Запропоновано та досліджено електродинамічну модель інтегральної конструкції приладу з роздільними та об'єднаними функціями частотного та модового селектора, комутатора, перетворювача типів хвиль, фазообертувача, поглинаючого покриття. Об'єкт дослідження – хвилеводний відбитковий резонатор з поляризаційно-чутливим дифракційним зв'язком. Внутрішній об'єм заповнено магнітодіелектричними шарами з резистивною плівкою. Розвинуто комплексний підхід, який сполучає точний та наближений методи розв'язання задач дифракції. Еквівалентні граничні умови узагальнено як для векторних полів, так і для довільних параметрів приграничних середовищ.

Виявлено режими повного та часткового, резонансного та смугового перетворювання полів, інверсії перетворювання та відбиття зі зміною частоти та типів хвиль збудження. Доведено можливість збільшення узгодження радіопоглинаючого покриття для опромінюючих типів хвиль за рахунок їх поляризаційного перетворення.

Введение

Развитие элементной базы СВЧ и миллиметрового диапазона длин волн связано с внедрением новых и повышением эффективности использования известных резонансных, селектирующих и преобразующих схем активного и пассивного управления. Широко распространены квазиоткрытые волноводные и диэлектрические резонаторы [1, 2], преобразователи поляризации, селекторы мод, аттенюаторы [3, 4], слоистые поглощающие структуры [5]. Практический интерес представляет разработка систем, объединяющих функциональные возможности указанных приборов.

Такой многоцелевой структурой, по нашему мнению, может быть неоднородный резонансный объем с резистивной пленкой и поляризационно-чувствительной связью. Ее роль выполняет диафрагма из частой периодической решетки параллельных металлических лент. Последние могут также моделировать емкостные или токовые электроды управления. Если на них подается внешнее напряжение, то меняются параметры пригранич-

ных сред (подложки или пленки) с нелинейными свойствами, а следовательно, собственные режимы резонансного объема.

Цель работы – создать обобщающую математическую модель многофункциональной волноводной системы, дать ее описание достаточно простыми аналитическими соотношениями и определить электродинамические характеристики в разных режимах работы.

1. Исследуемая структура. Коэффициенты рассеяния

Исследуется отражательный резонатор прямоугольного поперечного сечения $a \times b$ длиной D , связанный с возбуждающим каналом такого же сечения через диафрагму. Диафрагма образована частой периодической решеткой идеально проводящих бесконечно тонких лент. Ее период l намного меньше длины волны λ_0 в свободном пространстве ($\kappa = kl/2\pi \ll 1$). Резонатор состо-

ит из двух отрезков регулярного волновода длиной L и $(D-L)$, заполненных средами с диэлектрическими и магнитными проницаемостями ϵ_1, μ_1 и ϵ_2, μ_2 . На границе между ними ($z=L$) находится тонкая резистивная пленка (РП) с проводимостью Y_σ (рис. 1). Параметры среды входного волновода принимаются равными ϵ_0 и μ_0 .

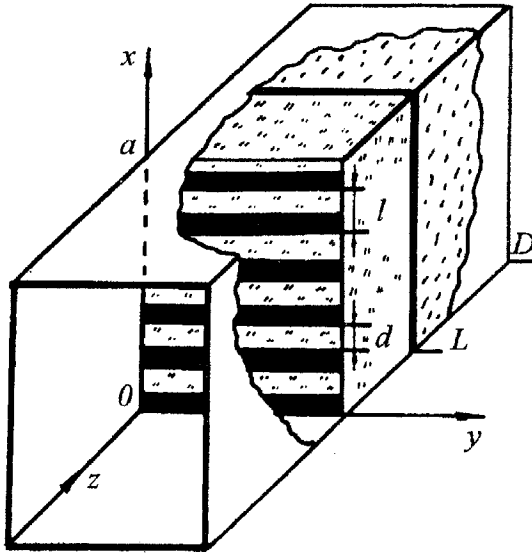


Рис. 1. Исследуемая структура

В качестве возбуждающего поля рассматриваются либо TE_{mn} -, либо TM_{mn} -волны. Поля в соответствующих участках регулярного волновода

($j=0, z \leq 0$; $j=1, 0 \leq z \leq L$; $j=2, L \leq z \leq D$) определяются через продольные компоненты электрического (TM -волны) и магнитного (TE -волны) векторов Герца. При условии $k \ll 1$ диафрагма отождествляется с анизотропно проводящей пленкой, которая меняет поляризацию возбуждающего поля несимметричных типов волн. Поэтому рассеянное поле ищется в виде суммы двух вырожденных типов колебаний:

$$\vec{E}^{(pacc)} = \vec{E}_{mn}^e + \vec{E}_{mn}^h; \quad \vec{H}^{(pacc)} = \vec{H}_{mn}^h + \vec{H}_{mn}^e. \quad (1)$$

Вклад каждого слагаемого зависит от топологии (m, n) возбуждающего поля и описывается коэффициентами отражения $R^{ss'}$ и преобразования $R^{ss'}$ в альтернативный вырожденный тип колебаний. Первый из верхних индексов определяет тип возбуждающего поля, второй – рассеянного. Для TM -волны $s=e$, для TE -волны $s=h$. Для их определения решается задача дифракции волноводных волн методом двусторонних эквивалентных граничных условий (ЭГУ). На диафрагме при произвольной координатной зависимости полей и наличии приграничных магнитоэлектрических сред они имеют вид:

$$2E_y U^+ = (\vec{y}_0, [\vec{z}_0, \vec{H}_0 - \vec{H}_1]) + i \frac{M}{k} \frac{\partial}{\partial y} (\epsilon_0 E_{z0} - \epsilon_1 E_{z1}),$$

$$(\vec{x}_0, [\vec{z}_0, \vec{H}_1 - \vec{H}_0]) = 2U^- \left[E_x + i \frac{M}{k} \frac{\partial}{\partial y} (\mu_1 H_{z1}) \right], \quad (2)$$

где $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ – единичные орты декартовой системы координат,

$$U^+ = (\mu_0 + \mu_1) / 2i k \ln 0,5(1+u);$$

$$U^- = 0,5i k (\epsilon_0 + \epsilon_1) \ln 0,5(1-u);$$

$$M = (\mu_0 + \mu_1) / (\epsilon_0 + \epsilon_1); \quad u = \cos(\pi d/l).$$

На резистивной пленке используем ЭГУ из работы [7]:

$$\vec{E}_{ig1} = \vec{E}_{ig0} = \vec{E};$$

$$[\vec{z}_0, (\vec{H}_1 - \vec{H}_0)] = Y_\sigma \vec{E}.$$

Общепринятое представление векторов Герца через собственные функции регулярного прямоугольного волновода и вышеуказанные ЭГУ позволяют найти искомые коэффициенты отражения и преобразования:

$$R^{hh} = [k_x^2 (Y_\sigma^e + Y^{he}) (Y_0^h - Y^{he}) + C k_y^2 (Y_\sigma^e + Y^{ee}) (Y_0^h - Y^{hh})] / q,$$

$$R^{ee} = -[k_x^2 (Y_\sigma^h + Y^{he}) (Y_0^e - Y^{eh}) + C k_y^2 (Y_\sigma^h + Y^{hh}) (Y_0^e - Y^{ee})] / q,$$

$$R^{he} = -R^{eh} = k_x k_y \sqrt{Y_\sigma^e Y_0^h} (U^+ - C U^-) / q,$$

где

$$q = k_x^2(Y_0^h + Y^{he})(Y_0^e + Y^{eh}) + Ck_y^2(Y_0^h + Y^{hh})(Y_0^e + Y^{ee}),$$

$$Y^{ss'} = Y^s(0^+) + iY_p^{ss'}; \quad C = 1 + M(k_x^2 + k_y^2)/k^2;$$

$$k_x = \pi m/a, \quad k_y = \pi n/b, \quad \gamma_j = \sqrt{k^2 \varepsilon_j \mu_j - (k_x^2 + k_y^2)},$$

$Y_j^e = k\varepsilon_j/\gamma_j$, $Y_j^h = \gamma_j/k\mu_j$ – постоянные распространения и волновые проводимости регулярных участков волновода. Входная проводимость резонатора в сечении $z = 0$ определяется через проводимость решетки $Y_p^{ss'}$ в режиме отражения и преобразования s -волны в s' -волну следующим образом:

$$Y^{ss'} = iY_p^{ss'} + Y_{ax}^s(0^+),$$

$$Y_{ax}^s(0^+) = Y_j^s \frac{Y_0 + iY_2^s \operatorname{ctg} \gamma_2 (D-L) - iY_1^s \operatorname{tg} \gamma_1 L}{Y_1^s - i[Y_\sigma + iY_2^s \operatorname{ctg} \gamma_2 (D-L) \operatorname{tg} \gamma_1 L]}, \quad (5)$$

$$Y_p^{es'} = 2 \begin{cases} |U^+|/C, & s' = e \\ -|U^-|, & s' = h \end{cases};$$

$$Y_p^{hs'} = 2 \begin{cases} |U^+|, & s' = e \\ -C|U^-|, & s' = h \end{cases} \quad (6)$$

Зависимость полей от времени выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$. Заметим, что приведенные соотношения можно обобщить на прототипные структуры в свободном пространстве при соответствующей замене волновых проводимостей и постоянных распространения.

2. Анализ результатов

Обобщающий характер полученных соотношений позволяет рассматривать режимы частичного и полного отражения, поглощения, модового преобразования, а также явления, связанные с

возбуждением колебаний альтернативных вырожденных типов волн. Если в качестве магнитоэлектрического заполнения используются сегнетоэлектрические, ферритовые и полупроводниковые пленки на подложках, то система моделирует приборы активного управления СВЧ энергией. При этом ленты диафрагмы выполняют роль токовых или емкостных элементов управления [7, 8, 9]. Поэтому электродинамические особенности исследуемой структуры даже в “холодном” режиме имеют перспективные практические приложения.

Выделим два режима работы резонатора, когда он возбуждается несимметричными TE_{mn} – и TM_{mn} –волнами и симметричными TE_{m0} – и TE_{0n} –волнами. В первом случае имеет место существование двух типов колебаний и их взаимное преобразование. Во втором – резонатор работает в одномодовом режиме ($R^{eh} = R^{he} = 0$) как поляризионный селектор, фазовращатель и поглотитель. При анализе не учитываются потери в магнитоэлектрическом заполнении ($\varepsilon_j'' = \mu_j'' = 0$).

2.1. Симметричные волны. Одномодовый режим

В отсутствие резистивной пленки ($Y_\sigma = 0$) модули коэффициентов отражения TE_{m0} – ($s = e$) и TM_{0n} – ($s = h$) волн равны единице. Их фаза описывается формулой

$$\varphi_s = \operatorname{arctg} 2A_s / (A_s^2 - 1), \quad (7)$$

где

$$A_s = \tilde{Y}_p^{hs} + Y_1^{hs} \frac{\tilde{Y}_2^h + \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg}(\gamma_1 L) \operatorname{tg}(\gamma_2 L) + \operatorname{tg}(\gamma_2 D) [\tilde{Y}_2^h \operatorname{tg}(\gamma_2 L) - \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg}(\gamma_1 L)]}{\tilde{Y}_2^h \operatorname{tg}(\gamma_2 L) + \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg}(\gamma_2 L) + \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg}(\gamma_2 D) + \tilde{Y}_2^h \operatorname{tg}(\gamma_1 L) \operatorname{tg}(\gamma_2 L)}.$$

Здесь тильда означает нормировку на волновую проводимость (Y_0^h) входного волновода. Из условий $A_s = 0$ и $A_s = \infty$ находятся параметры резонатора, соответствующие резонансным зна

чениям ($\varphi = 0$) фазочастотных зависимостей коэффициента отражения. Для первого случая ($A_s = 0$) резонансная длина неоднородного резонатора составляет:

$$\operatorname{tg}(\gamma_2 D)_p = \frac{\tilde{Y}_2^h + \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg} \gamma_1 L \operatorname{tg} \gamma_2 L + [\tilde{Y}_2^h \operatorname{tg} \gamma_1 L - \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg} \gamma_2 L] \tilde{Y}_p^{hs} / \tilde{Y}_1^{hs}}{\tilde{Y}_2^h \operatorname{tg} \gamma_2 L - \tilde{Y}_1^h \operatorname{tg} \gamma_1 L + [\tilde{Y}_1^h + \tilde{Y}_2^h \operatorname{tg} \gamma_1 L \operatorname{tg} \gamma_2 L] \tilde{Y}_p^{hs} / \tilde{Y}_1^{hs}} \quad (8)$$

Последняя формула определяет и точки разрыва $(\gamma_2 D)_+$ и $(\gamma_2 D)_-$ зависимости $\varphi_s(\gamma D)$, при которых $\varphi_s^\pm = \pm \pi/2 + n\pi$ ($A_s = \pm 1$), если заменить \tilde{Y}_p^{hs} на $\tilde{Y}_p^{hs} \pm 1$. Расстояние между ними $(\delta_s = (\gamma_2 D)_+ - (\gamma_2 D)_-)$, отнесенное к резонансному значению $(\gamma_2 D)_p$, характеризует степень связи резонатора с входным волноводом или величину, обратную нагруженной добротности $Q_s = (\gamma_2 D)_p / \delta_s$ (рис.2). Из сказанного и формул (7) и (8) следует:

$$\operatorname{tg} \delta_s = 2\tilde{Y}_2^h (\tilde{Y}_1^h)^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_1 L) / \left\{ (\tilde{Y}_1^h)^2 \times \right. \\ \times \left[(\tilde{Y}_2^h)^2 + (\tilde{Y}_1^h)^2 \operatorname{tg}^2 \gamma_1 L \right] + 2\tilde{Y}_p^{hs} \tilde{Y}_1^h \left[(\tilde{Y}_1^h)^2 - \right. \\ \left. - (\tilde{Y}_2^h)^2 \operatorname{tg} \gamma_1 L \right] + \left[(\tilde{Y}_p^{hs})^2 - 1 \right] \left[(\tilde{Y}_1^h)^2 + (\tilde{Y}_2^h)^2 \operatorname{tg}^2 \gamma_1 L \right] \left. \right\}$$

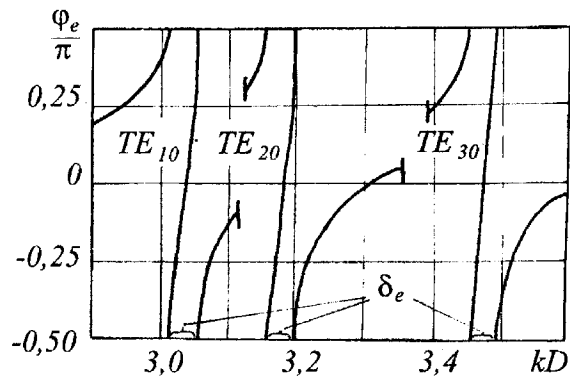


Рис. 2. Поведение фазы коэффициента отражения TE_{m0} -волны от однородного резонатора вблизи высокودобротного резонанса:

$$a/l = 30; \quad a/b = 2,25; \quad \kappa = 0,1; \quad \epsilon_j = \mu_j = 1; \quad u = -0,9$$

Ширина δ_s не зависит от общей длины резонатора D и является осциллирующей функцией волнового размера диэлектрической шайбы γL . Амплитуда осцилляций $|\delta_s(\pi) - \delta_s(\pi/2)|$ и отношение $\delta_s(\pi) / \delta_s(\pi/2)$ определяются эквива-

лентной проводимостью диафрагмы \tilde{Y}_p^{hs} и разностью $(\tilde{Y}_1^h - \tilde{Y}_2^h)$. При средних значениях ϵ_1, μ_1 и $\tilde{Y}_2^h = 1$, $\delta_s(\pi) < \delta_s(\pi/2)$, когда $|\tilde{Y}_p^{hs}| \gg 1$, и $\delta_s(\pi) > \delta_s(\pi/2)$, когда $|\tilde{Y}_p^{hs}| \gg 1$ (рис. 3).

Реакция резонатора на тип возбуждающего поля наглядно проявляется при его однородном заполнении ($\tilde{Y}_1^h = \tilde{Y}_2^h = \tilde{Y}^h, \quad \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$):

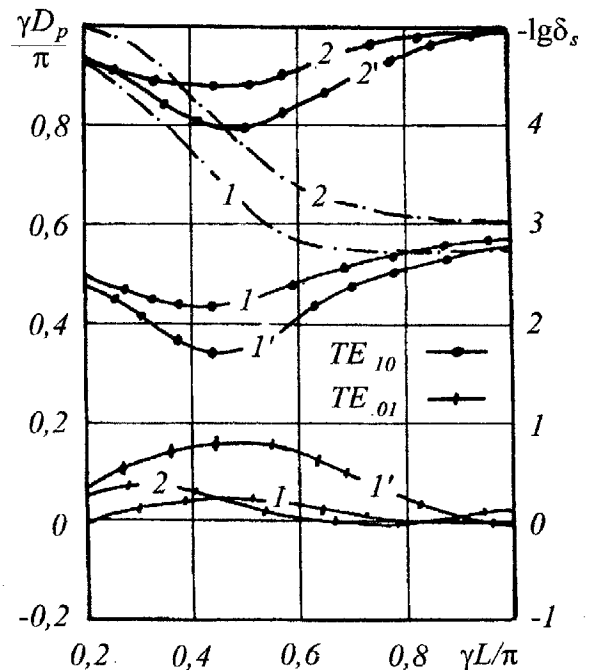


Рис.3. Зависимость резонансной длины резонатора для TE_{10} -волны (—•—) и расстояния между особыми точками δ_s для TE_{10} -волны (—•—) и TE_{01} -волны (—+—) от волновой толщины диэлектрической шайбы:

$$a/l = 30; \quad a/b = 1; \quad \kappa = 0,1; \\ \epsilon_0 = \mu_0 = \epsilon_2 = \mu_1 = \mu_2 = 1; \\ 1. -u = -0,9, \quad \epsilon_1 = 3; \quad 2. -u = +0,9, \quad \epsilon_1 = 3; \\ 1' -u = -0,9, \quad \epsilon_1 = 9; \quad 2' -u = 0,9, \quad \epsilon_1 = 9$$

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \frac{[\tilde{Y}_p^{hs} / \tilde{Y}^h + \operatorname{ctg} \gamma D] / \tilde{Y}^h}{[\operatorname{ctg} \gamma D + \tilde{Y}_p^{hs} / \tilde{Y}^h]^2 - 1 / \tilde{Y}^h} \quad (10)$$

$$ctg\delta_s = \left[(\tilde{Y}^h)^2 + (\tilde{Y}_p^{hs})^2 - 1 \right] / 2\tilde{Y}^h \quad (11)$$

У отражательного диэлектрического резонатора с решеткой и без нее ($\tilde{Y}_p^{hs} = 0$) имеется один общий резонанс $(\gamma D)_k = \pi n$, когда $\varphi_s = 0$. Другое резонансное значение фазы зависит как от типа возбуждающего поля, так и от соотношения волновых проводимостей внешней и внутренней областей, параметров решетки. Нетрудно заметить, что увеличение Y снижает решетчатый эффект и в пределе $Y \rightarrow \infty$ приближает структуру к диэлектрическому резонатору с высокой добротностью для любого типа возбуждающего поля. При средних значениях ϵ и μ и обычных параметрах заполнения решетки ($u \in [-0,9, +0,9]$) в длинноволновой области $k \ll 1$, $|U^+| \gg |U^-|$. Поскольку эквивалентные проводимости решетки отличаются как по знаку ($\tilde{Y}_p^{he} > 0$, $\tilde{Y}_p^{hh} < 0$), так и по абсолютной величине, то динамика фазочастотных зависимостей резонатора при возбуждении его TE_{0n} - и TE_{m0} -волнами носит альтернативный характер.

Для TE_{0n} -волн ($Y_p^{hh} / Y \ll 1$) включение решетки незначительно уменьшает резонансную длину $(\gamma D)_p$ отражательного диэлектрического резонатора. При этом его добротность слабо возрастает вплоть до больших значений параметра заполнения решетки ($u \leq 0,9$). Для TE_{m0} -волн уже при малых ($u > -0,95$) добротность и резонансное значение $(\gamma D)_p$ существенно увеличиваются. С ростом параметров заполнения добротность достигает больших значений, а $(\gamma D)_p \rightarrow \pi n$. Как следует из (11), с увеличением частоты k добротность уменьшается для TE_{m0} -волн и увеличивается для TE_{0n} -волн (рис. 3, 4). Она не меняется как для TE_{m0} -волн, когда растет диэлектрическая проницаемость $\epsilon_j (\mu_j = const)$, так и для TE_{0n} -волн, когда растет магнитная проницаемость $\mu_j (\epsilon_j = const)$.

Иная функциональная возможность исследуемой структуры открывается с введением резистивной пленки. Речь идет о моделировании современных поглощающих материалов. Следуя методике

работы [5], можно выбрать такие параметры, которые обеспечивают как резонансное, так и половое поглощение электромагнитных волн. Как показали исследования рассматриваемой модели (предмет отдельного сообщения), вариация параметров реактивной связи (ленточной диафрагмы) позволяет существенно улучшить эксплуатационные характеристики известных прототипных конструкций, в частности, рабочий диапазон и эффективность поглощения. Здесь мы отметим только особенности резонансной структуры, обусловленные резистивной пленкой.

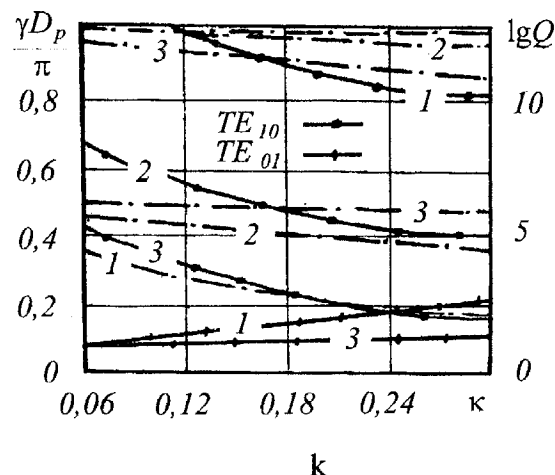


Рис. 4. Частотная зависимость добротности для TE_{10} -волны (—•—) и TE_{01} -волны (—+—) и резонансного значения волновой длины резонатора (—•—): $a/l = 30$; $a/b = 1$; $\epsilon_j = \mu_j = 1$
1. — $u = 0,9$; 2. — $u = 0$; 3. — $u = -0,9$

При произвольных значениях ее проводимости \tilde{Y}_σ , когда $\gamma_2(D-L) = \pi n (k = 1, 2, \dots)$ структура тождественна однородному резонатору без диссипативных потерь длиной L . Зависимость фазы коэффициентов отражения от волнового размера шайбы γL описывается формулой (10) с заменой в ней γD на $\gamma_1 L$. Это в целом позволяет реализовать активный отражательный фазовращатель с минимальными потерями, если использовать в качестве материала шайбы (пленки) среды с нелинейными свойствами (сегнетоэлектрики, ферриты и т.п.) и изменять их параметры внешним напряжением или током, подаваемым на ленты диафрагмы как электроды управления.

Структура ведет себя как однородный резонатор с комплексной связью при совмещении резистивной пленки и диафрагмы или разнесении их на расстояние, кратное половине длины волны: $\gamma_1 L = \pi n (n = 0, 1, 2, \dots)$. Его коэффициент отражения составляет:

$$R_s = \frac{1 - \tilde{Y}_\sigma - i[\tilde{Y}_p^{hs} + \tilde{Y}_2^h \operatorname{ctg} \gamma_2(D-L)]}{1 + \tilde{Y} + i[\tilde{Y}^{hs} + \tilde{Y}^h \operatorname{ctg} \gamma_2(D-L)]} \quad (12)$$

Отсюда следует, что при $\operatorname{ctg} \gamma_2(D-L) = \tilde{Y}_p^{hs} / \tilde{Y}_2^h$ уровень минимального отражения зависит только от относительной проводимости резистивной пленки. Безотражательный режим (полная диссипация энергии) достигается, когда $\tilde{Y}_\sigma = 1$. На рис. 5 представлены зависимости модулей коэффициентов отражения от общей длины однородного резонатора при разных значениях проводимости \tilde{Y}_σ резистивной пленки и ее положения kL .

Внутренние параметры резонатора определяют его комплексную входную проводимость за решеткой $Y_{ex}^h(0^+)$. Поэтому степень их влияния зависит от соотношения между $Y_{ex}^h(0^+)$ и эквивалентной реактивной проводимостью решетки Y_p^{hs} (5). Для TE_{m0} -волны последняя является преобладающей, а поскольку $|Y_p^{he}| \gg 1$, то только при резонансных значениях $\operatorname{Im} Y_{ex}^h(0^+)$ и $\tilde{Y}_\sigma \leq 5$ имеет место малая диссипация энергии. Для TE_{0n} -волн ($|Y_p^{hh}| \ll 1$) свойства резонатора

существенно зависят как от проводимости, так и положения резистивной пленки. Если резистивная пленка находится на малых нерезонансных расстояниях от экрана $\gamma(D-L) \ll \pi/4$, то ее влияние незначительно. В случае $\gamma L \ll \pi/4$ резистивная пленка уменьшает связь остальной $(D-L)$ области резонатора с входным волноводом, что сказывается на его добротности и минимальном значении коэффициента отражения при $(\gamma D) \approx \pi(2n-1)/2$. В "согласованном" режиме, когда $\tilde{Y}_\sigma \approx 1$, наблюдается абсолютное резонансное поглощение ($|R| = 0$). С уменьшением и увеличением проводимости резистивной пленки минимальный уровень $|R|$ растет. При усилении связи ($\tilde{Y}_\sigma < 1$) добротность резонатора снижается, а при ослаблении ($\tilde{Y}_\sigma > 1$) – возрастает (рис. 5, а). Когда $\gamma L \approx \pi/2$ (резонансная длина), минимальный уровень коэффициента отражения при $(\gamma D)_p \approx \pi k$ определяется разностью между волновой проводимостью резонансной области и проводимостью решетки:

$$|R|_{\min} = (\tilde{Y}_\sigma - \tilde{Y}_l^h) / (\tilde{Y}_\sigma + \tilde{Y}_l^h).$$

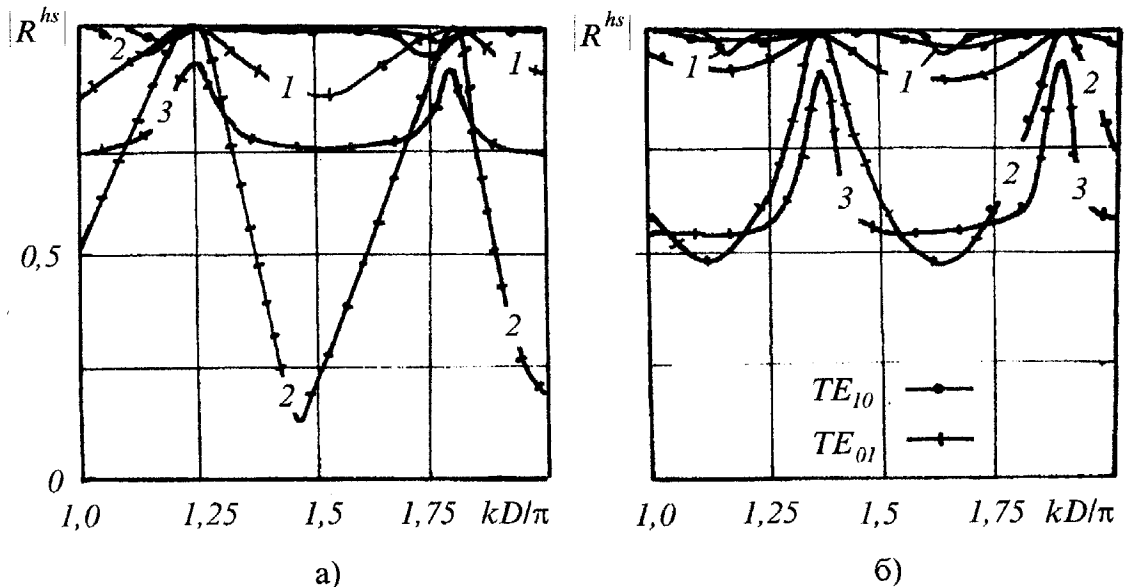


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента отражения TE_{10} – и TE_{01} -волн от волновой длины резонатора с резистивной пленкой: $a/l = 30$; $a/b = 1$; $\kappa = 0,1$; $u = 0$; $\epsilon_0 = \mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 3$;

1. $-\tilde{Y}_\sigma = 0,1$; 2. $-\tilde{Y}_\sigma = 1,0$; 3. $-\tilde{Y}_\sigma = 10$;
а) $-kL = \pi/10$; б) $-kL = \pi/2$

Таким образом, уже в одномодовом режиме исследуемая структура многофункциональна: моделирует приборы с активной и пассивной, аналоговой и дискретной коммутацией характеристик рассеянного поля. Важным моментом при этом является изменение динамики процесса путем направленного выбора параметров и композиции структуры.

2.2. Несимметричные волны. Двухмодовый режим

Из решения (4) следует ряд общих свойств резонатора-преобразователя в двухмодовом режиме. Модули коэффициентов взаимного преобразования вырожденных волн равны: $|R^{he}| = |R^{eh}|$. Совпадают и модули коэффициентов отражения TE_{mn} - и TM_{mn} -волн, когда диссипация энергии отсутствует. В силу закона сохранения энергии зависимости коэффициентов рассеяния от частоты κ , геометрических и волновых размеров имеют альтернативный характер. Доля энергий преобразованного и непреобразованного полей в суммарном рассеянном поле и абсолютные значения их амплитуд определяются топологией возбуждающего поля (индексами m, n). Определяющим фактором здесь выступает соотношение между параллельными и перпендикулярными компонентами вектора напряженностей полей относительно образующих лент диафрагмы (рис. 6). Если для волн с $m = n$ имеет место полное преобразование полей в области резонансов (рис. 6, а) то при возбуждении волнами $m \neq n$ - только частичное (рис. 6, б). С ростом параметра заполнения u резонансная длина уменьшается для низкодобротных резонаторов и увеличивается для высокодобротных.

Исходя из закона сохранения энергии $|R^{ss}|^2 + |R^{ss'}|^2 = I$ для выявления свойств однородного резонатора достаточно ограничиться анализом поведения коэффициента преобразования. Зависимость его фазы от параметров структуры имеет вид (4):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\tilde{Y}_1^e \tilde{Y}_1^h \operatorname{ctg}^2 \gamma_1 D + 2B_1 \operatorname{ctg} \gamma_1 D - (1 - \tilde{Y}_p^{ee} \tilde{Y}_p^{hh})}{(\tilde{Y}_1^e + \tilde{Y}_1^h) \operatorname{ctg} \gamma_1 D + 2B_0}$$

где

$$B_j = \frac{|U^+| (k_x^2 Y_j^e + k_y^2 Y_j^h) - |U^-| (k_x^2 Y_j^h + C^2 k_y^2 Y_j^e)}{Y_0^e Y_0^h (k_x^2 + C k_y^2)}$$

Вдали от критической частоты ($Y_j^e \approx Y_j^h$) и при одинаковой среде заполнения волновода ($Y_0 = Y_1 = Y$) свойства резонатора в основном

зависят от большой положительной величины $B \approx |U^+|/Y$. Согласно последним формулам

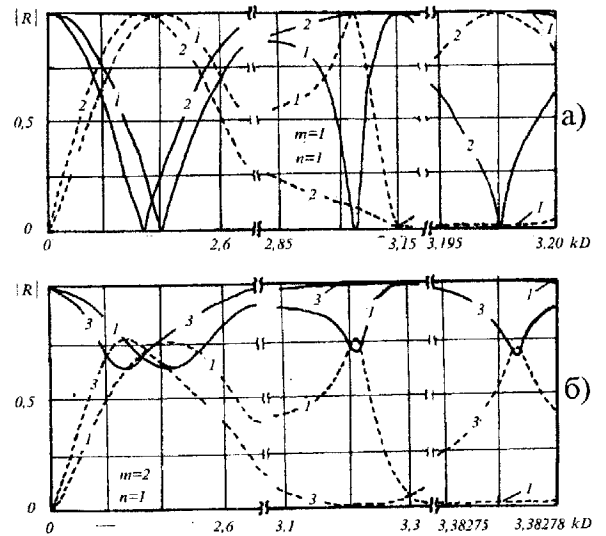


Рис.6. Зависимость модулей коэффициентов отражения (—) и преобразования (---) волн с а) $m = n = 1$; б) $m = 2, n = 1$ от волновой длины резонатора: 1. $-u = -0,9$; 2. $-u = 0$; 3. $-u = +0,9$
 $a/l = 30$; $a/b = 1$; $\kappa = 0,1$; $\epsilon_j = \mu_j = 1$; $Y_0 = 0$;

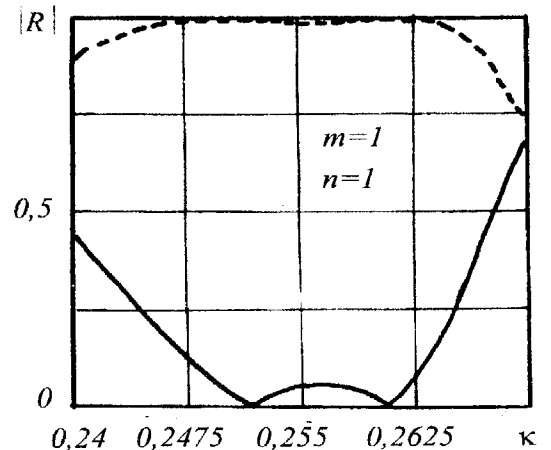


Рис. 7. Частотная зависимость коэффициентов отражения (—) и преобразования (---) волн с ($m = n = 1$):
 $a/l = 30$; $a/b = 1$; $u = -0,95$;
 $\epsilon_0 = \mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1$;
 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 3,0$; $\tilde{Y}_0 = 0$; $D/l = 3,0$

число особых точек зависимости $\varphi(\gamma D)$ сохранилось таким же, как и в одномодовом режиме. Качественно она отражает свойства резонатора при возбуждении его TE_{m0} -волной (10). Изменились

условия высокодобротных ($\text{ctg}(\gamma D)_p \approx -2|U^+|$) и низкодобротных ($\text{ctg}(\gamma D)_p \approx 1/|U^+|$) резонансов. Если первые наблюдаются при длине резонатора, кратной половине длины волны, то вторые – при длине, кратной ее четверти (см. рис. 6).

Целенаправленным выбором параметров можно получить практически полное преобразование не только в узкой, но и в широкой полосе частот, а следовательно, и высокую степень согласования по волне возбуждающего типа (рис. 7). Заметим, что широкополосный безотражательный режим достигается в слоистых поглощающих структурах с РП. Использование эффекта преобразования дает принципиально иной подход к разработке систем поглощения, маскировки, защиты от элек-

тромагнитного излучения, развязки СВЧ трактов и т.п.

Частичное заполнение резонатора оптически более плотной средой уменьшает его резонансную длину (рис. 8). Смещение тем больше, чем больше длина шайбы и значения ее диэлектрической и магнитной проницаемостей (сравни с рис. 6). Если при любых размерах шайбы kL условия высокодобротных резонансов зависят от параметров решетки, то для низкодобротных их влияние сказывается для волн с $m \neq n$ и при резонансных длинах $kL \geq \pi/2$. В остальном свойства неоднородного резонатора в двухмодовом и одномодовом (при возбуждении его TE_{m0} -волной) [см. (9) и рис. 6] режимах аналогичны.

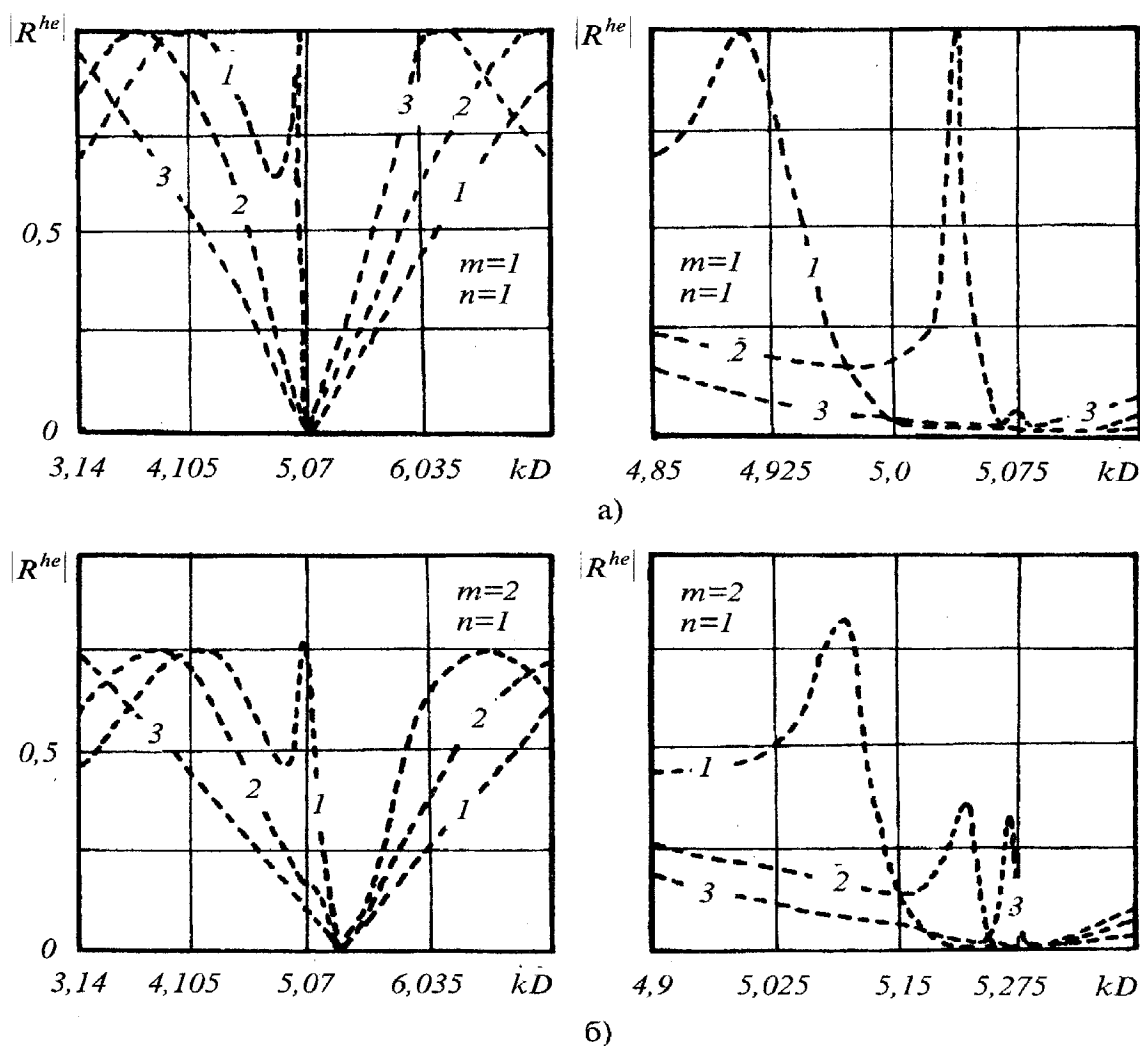


Рис. 8. Свойства коэффициентов преобразования неоднородного резонатора вблизи низкодобротных и высокодобротных резонансов:

$$a/l = 30; \quad a/b = 1; \quad \kappa = 0,1; \quad \epsilon_0 = \epsilon_2 = \mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1; \quad \epsilon_1 = 3; \quad \tilde{Y}_\sigma = 0; \quad kL = \pi/2;$$

$$1. -u = -0,9; \quad 2. -u = 0; \quad 3. -u = +0,9$$

$$a) m = n = 1; \quad б) m = 2, n = 1;$$

Особенностью резонатора с РП является зависимость $|R^{ss}|$ не только от ее проводимости, но и от типа возбуждающего поля. Коэффициенты рассеяния волн с $m=n$, а следовательно, и поглощаемая энергия практически совпадают в широком интервале изменения параметров структуры (рис. 9, а). Для $m \neq n$ модуль коэффициента отражения TE_{mn} -волны меньше, а его амплитуда осцилляций $|R^{ee}(kD)|$ больше, чем для TM_{mn} -

волны ($|R^{hh}(kD)|$). Поскольку $|R^{he}| = |R^{eh}|$, то диссипация энергии TE_{mn} -волны преобладает. Данное различие максимально, когда проводимость резистивной пленки $\tilde{Y}_\sigma \approx 1$, и уменьшается как при ее увеличении, так и при уменьшении (рис. 9, б). Эти эффекты имеют место при любых положениях резистивной пленки в однородном или неоднородном резонаторах.

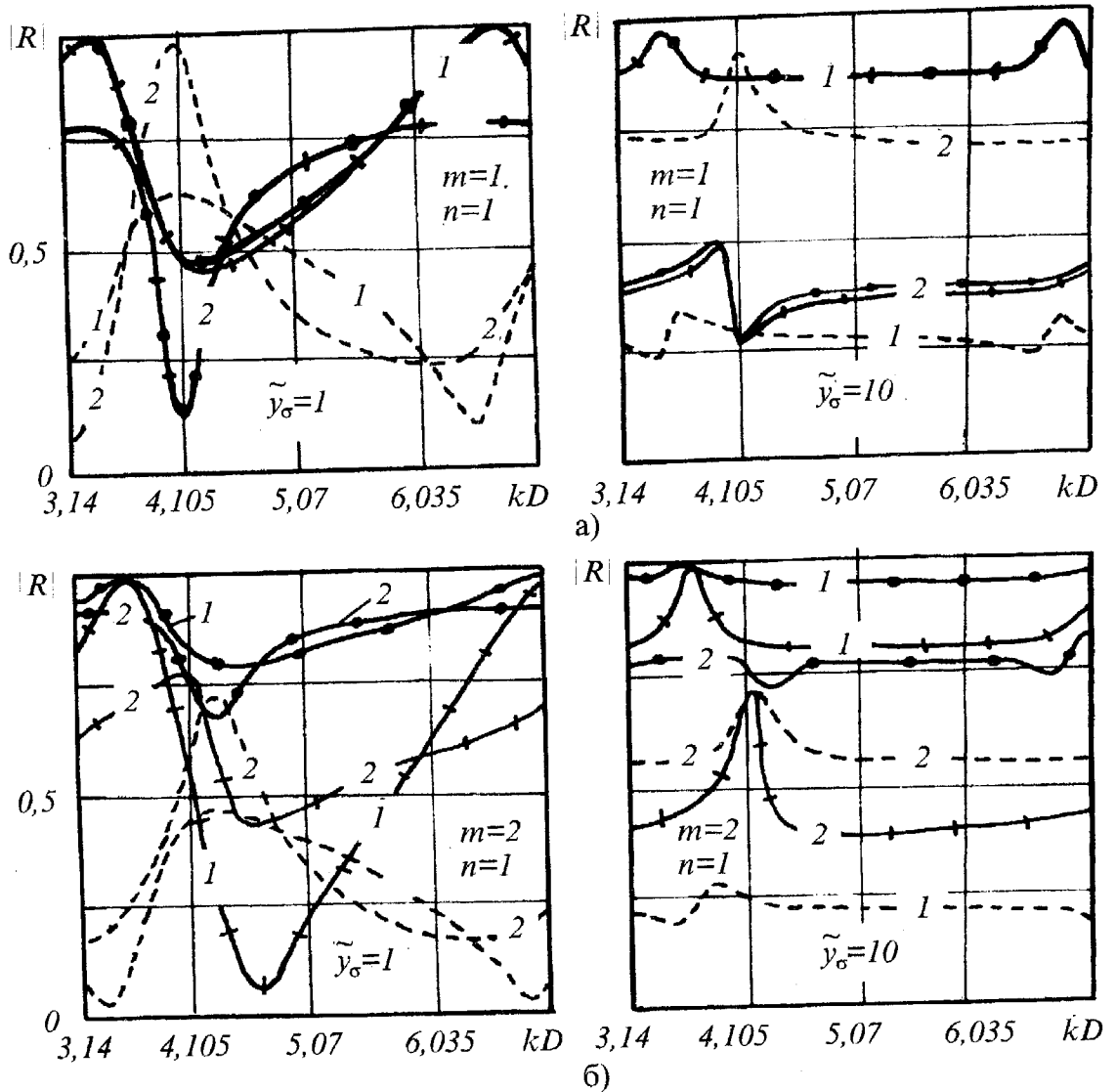


Рис. 9. Коэффициенты преобразования R^{he} (---) и отражения R^{hh} (-+-), R^{ee} (-.-) волн от неоднородного резонатора с резистивной пленкой:

$a/l = 30$; $a/b = 1$; $\kappa = 0,1$; $u = 0$; $\epsilon_0 = \epsilon_2 = \mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1$; $\epsilon_1 = 3$;

1. $kL = \pi/10$; б) $-kL = \pi/2$; а) $m=n=1$; б) $m=2, n=1$.

Заключение

В работе предложена и исследована модель отражательного неоднородного резонатора с поляризационно-чувствительной дифракционной связью с входным волноводом. Отсутствие ограничений на значения диэлектрических и магнитных проницаемостей позволяет рассматривать и активные среды с нелинейными свойствами (полупроводники, плазму, сегнетоэлектрики, ферриты). Одно из ее достоинств – удобство сопряжения электродов управления и активной среды, предусматривающее современную технологию интегральных схем.

Развит метод локальных двусторонних граничных условий на диафрагме и резистивной пленке, что дает возможность получить простые аналитические соотношения для расчета характеристик системы в разных режимах работы. Последние существенно облегчают решение задач оптимизации и синтеза.

Преимущество рассмотренной модели перед традиционными волноводными резонансными системами заключается в возможности выбора режимов работы активной и пассивной коммутации рассеивающих характеристик, учете диссипации энергии, повышении частотной и модовой избирательности, в конечном итоге – в расширении функциональных возможностей.

Литература

1. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансное рассеяние волн. Т. 2. Волноводные неоднородности. Киев, Наук. думка, 1986. 216 с.
2. Капилевич Б.Ю., Требухин Е.Р. Волноводно-диэлектрические фильтрующие структуры. Справочник. Москва, Радио и связь, 1990, 272 с.
3. Казанский В.Б. Радиотехн. и электроника. 1994, т. 39, вып. 7, с. 1119-1123.
4. Айвазян М.Ц., Казанцев Ю.Н., Копнин А.Н. Радиотехн. и электроника. 1984, т. 29, № 12, с.2323-2328.

5. Алимин Б.Ф., Торгованов В.Д. Зарубежн. радиоэлектроника. 1989, № 2, с. 75-82.
6. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.М. и др. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями. Метод конструктивного анализа. Под ред. Б.Э.Каценеленбаума и А.И.Сивова. Москва, Наука, 1989, 176 с.
7. Веселов Г.В., Раевский С.В. Слоистые металло-диэлектрические волноводы. Москва, Радио и связь, 1988, 248 с.
8. Бова Н.Т., Стукало П.А., Храмов В.А. Управляющие устройства СВЧ. Киев, Техника, 1973, 164 с.
9. Антонов Н.Н., Бузин И.М., Вендик О.Г. и др. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. Под ред. О.Г.Вендика. Москва, Сов. радио, 1979, 272 с.

Resonant selector-transformer of guide waves

O.V.Bondarenko, V.B.Kazanskij

Electrodynamic model of integral design of facility with separate and common (merged) functions of frequency and mode selector, switch, mode inverter, phased rotator and absorbing coating is suggested. Subject of examination is waveguide reflective resonator with polarization-sensitive diffraction couple. Internal cavity is filled with magnetodielectric layers with resistive film. Complex approach combining exact and approximate methods for diffraction problems solution is developed. The equivalent boundary conditions on vector fields as well as on arbitrary parameters of bordered media are generalised.

The regimes of total and partial resonance and wave band field transformation, inversion and reflection with variation of frequency and type of excited waves are found.

The possibility of increasing matching between radioabsorbing coats for radiated types of fields owing to their polarization transformation are proved.