УДК 621.372.8

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОВОДИМОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ ПЛОСКОПОПЕРЕЧНОЙ ДИАФРАГМЫ СО СЛОЖНОЙ АПЕРТУРОЙ

В. В. Земляков [*], *Г. Ф. Заргано*

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Решена задача электродинамического анализа сложной волноводной резонансной диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными гребнями. Свойства диафрагмы исследуются на основе анализа мнимой части её нормированной проводимости. Критические волновые числа и электромагнитные поля рассчитываются методом частичных областей с учётом особенности электромагнитного поля на металлических рёбрах. Показано, что мнимая часть нормированной проводимости диафрагмы как функция частоты не только обращается в ноль, но и содержит разрыв второго рода, что соответствует параллельному и последовательному резонансам.

ВВЕДЕНИЕ

Волноводные частотно-селективные устройства, в частности полосно-пропускающие фильтры, находят широкое применение в современной сверхвысокочастотной технике. Как правило, при построении таких устройств используются либо объёмные резонаторы, ограниченные плоскопоперечными неоднородностями (стыками и сдвигами волноводов, индуктивными штырями и тонкими индуктивными диафрагмами), либо плоскопоперечные резонансные диафрагмы, являющиеся колебательными контурами с собственной добротностью [1–4].

Одной из базовых характеристик плоскопоперечных неоднородностей является нормированная комплексная проводимость. Этот параметр используется как при построении эквивалентных схем сверхвысокочастотных устройств, так и при синтезе радиотехнических схем. При этом для ёмкостных диафрагм в прямоугольном волноводе мнимая часть нормированной проводимости положительна, а для индуктивных — отрицательна во всём рабочем диапазоне частот волновода. Для резонансной диафрагмы, являющейся суперпозицией индуктивной и ёмкостной диафрагм и представляющей собой прямоугольное окно в тонкой металлической плоскопоперечной пластине, мнимая часть нормированной проводимости обращается в ноль на резонансной частоте диафрагмы. При этом производная мнимой части нормированной проводимости по частоте в этой точке определяет добротность резонатора [4]. Известно, что добротность таких резонаторов, как правило, не превышает 10, что является одним из основных ограничивающих факторов их применения, особенно при построении узкополосных фильтров. Добротность может быть несколько увеличена при смещении резонансного окна из центра прямоугольного волновода к его широкой стенке, при этом максимальная добротность достигается при их непосредственном контакте. Тем не менее, даже в этом случае проектирование фильтра с полосой пропускания менее 10 % весьма затруднительно. Необходимо отметить, что уровень затухания в полосе заграждения таких фильтров, как правило, не превышает 40 дБ, что также может служить ограничивающим фактором для ряда приложений.

Построение полосно-пропускающих фильтров на резонансных диафрагмах с узкой полосой пропускания, а также с улучшенными характеристиками в полосе заграждения возможно только

[*] vvzem@yandex.ru

при использовании диафрагм с несколькими прямоугольными окнами [5] либо со сложной односвязной апертурой [6]. Применение резонансных окон со сложной геометрией позволяет добиться ряда новых свойств и расширить область применения волноводных фильтров этого типа.

В данной работе проводится электродинамический анализ одного из вариантов сложной резонансной волноводной диафрагмы, а именно диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными металлическими гребнями. Свойства диафрагмы исследуются на основе анализа мнимой части её нормированной проводимости.

1. РАСЧЁТ ПРОВОДИМОСТИ ВОЛНОВОДНОЙ ПЛОСКОПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Рассмотрим задачу падения основной волны волновода на плоскопоперечную неоднородность. Пусть ось z декартовой системы координат направлена вдоль волновода, а оси x и y ей перпендикулярны; в плоскости $z = 0$ расположена плоскопоперечная неоднородность, на которую в волноводе из области $z < 0$ падает основная волна. При этом область $z < 0$ можно считать возбуждающим волноводом, а область $z > 0$ — возбуждаемым. Полное электрическое поле в волноводе является суперпозицией электрического поля распространяющейся основной волны и электрических полей нераспространяющихся H- и E-волн высших типов, возбуждаемых вблизи неоднородности [3]:

$$\mathbf{E}^{\mathrm{I}}(x,y,z) = \mathbf{E}_1^{\mathrm{I,h}}(x,y)\exp(-i\gamma_1^{\mathrm{I,h}}z) + r_{1,1}^{\mathrm{I,h}}\mathbf{E}_1^{\mathrm{I,h}}(x,y)\exp(i\gamma_1^{\mathrm{I,h}}z) + \sum_{n=2}^{\infty} r_{n,1}^{\mathrm{I,h}}\mathbf{E}_n^{\mathrm{I,h}}(x,y)\exp(\hat{\gamma}_n^{\mathrm{I,h}}z) + \sum_{k=1}^{\infty} r_{k,1}^{\mathrm{I,e}}\mathbf{E}_k^{\mathrm{I,e}}(x,y)\exp(\hat{\gamma}_k^{\mathrm{I,e}}z),$$

$$\mathbf{E}^{\mathrm{II}}(x,y,z) = t_{11}^{\mathrm{II,h}}\mathbf{E}_1^{\mathrm{II,h}}(x,y)\exp(-i\gamma_1^{\mathrm{II,h}}z) + \sum_{n=2}^{\infty} t_{n1}^{\mathrm{II,h}}\mathbf{E}_n^{\mathrm{II,h}}(x,y)\exp(-\hat{\gamma}_n^{\mathrm{II,h}}z) + \sum_{k=1}^{\infty} t_{k,1}^{\mathrm{II,e}}\mathbf{E}_k^{\mathrm{II,e}}(x,y)\exp(-\hat{\gamma}_k^{\mathrm{II,e}}z). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_q^{\beta,\alpha}(x,y)$ — электрическое поле q-й собственной волны (q — натуральное число) α-типа (α принимает значения h и e для H- и E-волн соответственно) в β-м волноводе (β принимает значения I и II для возбуждающего и возбуждаемого волноводов соответственно) $\hat{\gamma}_q^{\beta,\alpha} = i\hat{\gamma}_q^{\beta,\alpha} = \sqrt{k_q^2 - k^2}$ — постоянная распространения q-й собственной волны, k_q — её критическое волновое число, K — волновое число в вакууме, $r_{q,1}^{\mathrm{I},\alpha}$ и $t_{q,1}^{\mathrm{II},\alpha}$ — коэффициенты отражения и прохождения собственных волн соответственно, временна́я зависимость выбрана в виде $\exp(i\omega t)$, где ω — круговая частота излучения.

Коэффициенты отражения и прохождения всех собственных волн находятся из условия $\mathbf{E}^{\mathrm{I}}(x,y) = \mathbf{E}^{\mathrm{II}}(x,y) = \mathbf{E}_1(x,y)$ на апертуре неоднородности с учётом их ортогональности:

$$1 + r_{1,1}^{\mathrm{I},\alpha} = \int_s \rho_1^{\mathrm{I},\alpha}\mathbf{E}_1(x,y)\mathbf{E}_1^{\mathrm{I},\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s, \qquad r_{q,1}^{\mathrm{I},\alpha} = \int_s \rho_q^{\mathrm{I},\alpha}\mathbf{E}_1(x,y)\mathbf{E}_q^{\mathrm{I},\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s,$$

$$t_{q,1}^{\mathrm{II},\alpha} = \int_s \rho_q^{\mathrm{II},\alpha}\mathbf{E}_1(x,y)\mathbf{E}_q^{\mathrm{II},\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}_1(x,y)$ — неизвестная напряжённость электрического поля на апертуре неоднородности s, интегрирование проводится только по этой апертуре, т. к. на поверхности металла $\mathbf{E}_1(x,y) = 0$, а $\rho_q^{\mathrm{II},\alpha}$ — нормировочный множитель, который с учётом ортогональности собственных волн определяется по формуле

$$\rho_q^{\beta,\alpha} = \left\{ \int\limits_s [\mathbf{E}_q^{\beta,\alpha}(x,y)]^2 \, \mathrm{d}s \right\}^{-1}. \tag{3}$$

Используя условие непрерывности касательных составляющих магнитного поля на отверстии неоднородности и преобразуя полученное интегральное уравнение, получаем выражение для комплексной нормированной проводимости в месте неоднородности в вариационной форме, которое учитывает появление волн, распространяющихся и не распространяющихся в обе стороны от неоднородности [2]:

$$G + iB = \frac{1}{\theta_1^{\mathrm{I},\alpha} W_{1,1}^{\mathrm{I},\alpha}} \Bigg[\theta_1^{\mathrm{II},\alpha} W_{1,1}^{\mathrm{II},\alpha} + i \Bigg(-\sum_{n=2}^{\infty} \hat{\gamma}_n^{\mathrm{I,h}} W_{1,n}^{\mathrm{I,h}} - \sum_{n=2}^{\infty} \hat{\gamma}_n^{\mathrm{II,h}} W_{1,n}^{\mathrm{II,h}} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{K^2}{\hat{\gamma}_k^{\mathrm{I,e}}} W_{1,k}^{\mathrm{I,e}} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{K^2}{\hat{\gamma}_k^{\mathrm{II,e}}} W_{1,k}^{\mathrm{II,e}} \Bigg) \Bigg], \tag{4}$$

где G и B —действительная и мнимая части нормированной проводимости соответственно,

$$W_{1,q}^{\beta,\alpha} = \left[\int\limits_s \mathbf{E}_1(x,y) \mathbf{E}_q^{\beta,\alpha}(x,y) \, \mathrm{d}s \right]^2 \rho_q^{\beta,\alpha}, \qquad \theta_1^{\beta,\mathrm{e}} = K^2/\gamma_1^{\beta,\mathrm{e}}, \qquad \theta_1^{\beta,\mathrm{h}} = \gamma_1^{\beta,\mathrm{h}}.$$

Здесь учтено, что $G + iB = (1 - r_{1,1}^{\mathrm{I},\alpha})/(1 + r_{1,1}^{\mathrm{I},\alpha})$.

Комплексная проводимость $G + iB$ в месте неоднородности нормирована на волновую проводимость падающей из волновода I волны и представляет собой функционал, устойчивый к малым вариациям напряжённости электрического поля $\mathbf{E}_1(x,y)$ на апертуре неоднородности. Функционал в формуле (4) не меняет своего вида при вариации ни формы волновода, ни, что особенно важно, формы апертуры неоднородности.

Представим напряжённость неизвестного электрического поля $\mathbf{E}_1(x,y)$ в отверстии неоднородности в виде

$$\mathbf{E}_1(x,y) = \sum_{i=1}^{N} U_{i1} \mathbf{Q}_i(x,y), \tag{5}$$

где N — число слагаемых, U_{i1} — неизвестные коэффициенты разложения, $\mathbf{Q}_i(x,y)$ — ортонормированные векторные поля, соответствующие собственным волнам волновода и удовлетворяющие граничным условиям на контуре апертуры неоднородности. Решая интегральное уравнение методом Галеркина [7], получаем систему линейных неоднородных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения U_{i1}:

$$\sum_{i=1}^{N} D_{t,i,1} U_{i,1} = a_{t,1}, \tag{6}$$

где $t = 1, \ldots, N$,

$$D_{t,i,1}=\theta_1^{\mathrm{I},\alpha}\rho_1^{\mathrm{I},\alpha}\Phi_{t,i,1}^{\mathrm{I},\alpha}+\theta_1^{\mathrm{II},\alpha}\rho_1^{\mathrm{II},\alpha}\Phi_{t,i,1}^{\mathrm{II},\alpha}+i\Biggl(-\sum_{n=2}^{\infty}\hat{\gamma}_n^{\mathrm{I,h}}\rho_n^{\mathrm{I,h}}\Phi_{t,i,n}^{\mathrm{I,h}}-\sum_{n=2}^{\infty}\hat{\gamma}_n^{\mathrm{II,h}}\rho_n^{\mathrm{II,h}}\Phi_{t,i,n}^{\mathrm{II,h}}+$$
$$+\sum_{k=1}^{\infty}\frac{K^2}{\hat{\gamma}_k^{\mathrm{I,e}}}\rho_k^{\mathrm{I,e}}\Phi_{t,i,k}^{\mathrm{I,e}}+\sum_{k=1}^{\infty}\frac{K^2}{\hat{\gamma}_k^{\mathrm{II,e}}}\rho_k^{\mathrm{II,e}}\Phi_{t,i,k}^{\mathrm{II,e}}\Biggr), \quad (7)$$

$$a_{t,1}=2\theta_1^{\mathrm{I},\alpha}\int\limits_s \mathbf{Q}_t(x,y)\mathbf{E}_1^{\mathrm{I},\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s,\qquad \Phi_{t,i,q}^{\beta,\alpha}=\int\limits_s \mathbf{Q}_t(x,y)\mathbf{E}_q^{\beta,\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s\int\limits_s \mathbf{Q}_i(x,y)\mathbf{E}_q^{\beta,\alpha}(x,y)\,\mathrm{d}s.$$

В формуле (7) знак i перед круглой скобкой обозначает мнимую единицу, а в остальных местах — индекс.

Из системы (6) находим неизвестные коэффициенты разложения $U_{i,1}$, которые позволяют вычислить напряжённость электрического поля $\mathbf{E}_1(x,y)$ на апертуре неоднородности.

Векторные поля $\mathbf{Q}_i(x,y)$ на апертуре диафрагмы определяются из решения задачи о полях гипотетического волновода, поперечное сечение которого совпадает с формой апертуры диафрагмы. В данной работе эта задача решалась для прямоугольного волновода с двумя L-образными гребнями. Критические волновые числа и компоненты электромагнитных полей этого волновода рассчитывались методом частичных областей с учётом особенности электромагнитного поля на остром металлическом ребре [8]. Подробное решение данной задачи приведено в работе [9].

Используя выражение (4) для проводимости и зная поле $\mathbf{E}_1(x,y)$, можно рассчитать комплексную нормированную проводимость в месте расположения плоскопоперечной неоднородности для основной падающей волны. Комплексная проводимость позволяет проанализировать влияние плоскопоперечной неоднородности на характер прохождения волны в волноводном тракте.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТОВ

Рассмотрим прямоугольный волновод с размерами поперечного сечения a и b с установленной в нём тонкой металлической плоскопоперечной диафрагмой с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными гребнями, которые характеризуются длинами s, l, c, h (см. рис. 1).

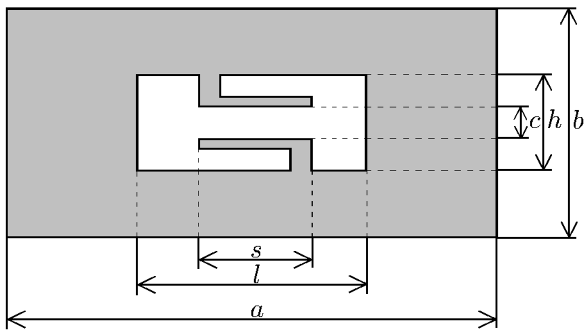

Рис. 1. Поперечное сечение диафрагмы со сложной апертурой (прямоугольное окно с двумя L-образными гребнями)

На рис. 2 представлены графики зависимости мнимой части нормированной проводимости диафрагмы B от нормированного волнового числа ka при различных значениях параметра l/a. Геометрия диафрагмы характеризуется параметрами $b/a=0{,}5$; $h/a=0{,}17$; $c/a=0{,}05$; $s/a=0{,}25$. Толщина L-гребня здесь и далее в вертикальной части равна $0{,}05a$, в горизонтальной части $0{,}025a$. Из рис. 2 видно, что функция $B(ka)$ обращается в ноль и терпит разрыв второго рода. Первая характерная точка, где $B=0$, определяет частоту полного пропускания, т. е. классическую резонансную частоту. Соответствующая добротность существенно превышает добротность простого прямоугольного окна. Особенностью исследуемого типа диафрагм является также наличие частотной точки, где $|B|\to\infty$, что соответствует частоте полного отражения или частоте так называемого антирезонанса. Появление такой точки обусловлено наличием пространства под L-гребнем, а эквивалентная схема такой диафрагмы

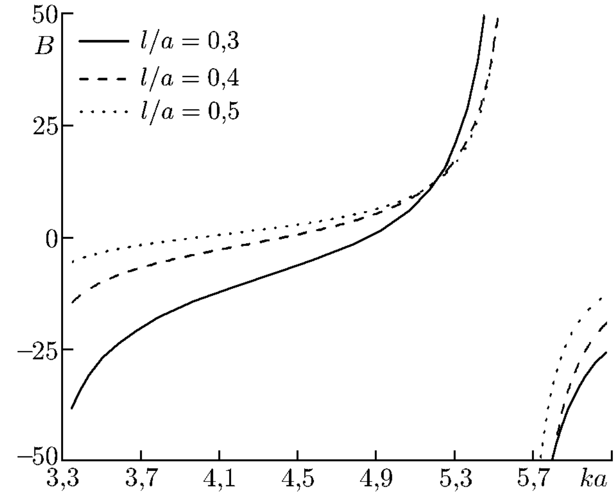

Рис. 2. Зависимость $B(ka)$ при различных значениях l/a

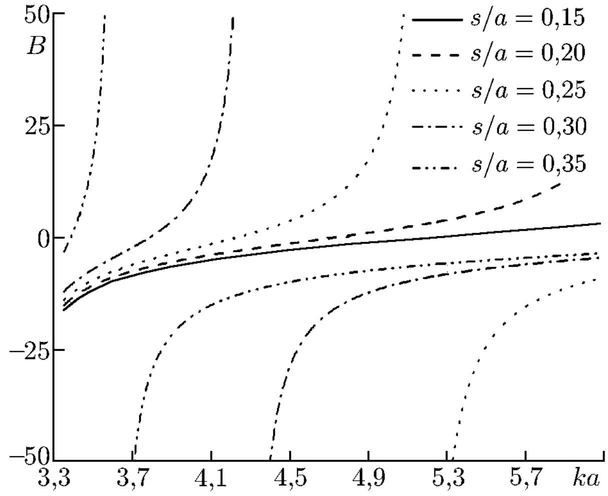

Рис. 3. Зависимость $B(ka)$ при различных значениях s/a

должна, очевидно, описываться не только параллельным, но и последовательным колебательным контуром. Наличие данной особенности позволяет добиться расширения полосы заграждения и существенного увеличения уровня затухания в ней при проектировании полосно-пропускающих фильтров на резонансных диафрагмах. С увеличением параметра l/a частота резонанса смещается влево с одновременным уменьшением добротности, а частота антирезонанса практически не изменяется.

На рис. 3 представлена зависимость $B(ka)$ при различных значениях параметра s/a. Геометрия диафрагмы характеризуется параметрами $b/a = 0{,}5$; $h/a = 0{,}17$; $l/a = 0{,}4$; $c/a = 0{,}05$. С ростом параметра s/a частота резонанса также смещается влево, однако добротность в этом случае возрастает, и частота антирезонанса также движется в область нижних частот. Отметим, что при $s/a = 0{,}35$ добротность $Q = 85$.

Влияние вертикальных размеров диафрагмы на её проводимость проиллюстрирована на рис. 4 и 5. На рис. 4 представлена зависимость $B(ka)$ при различных значениях параметра h/a ($b/a = 0{,}5$; $l/a = 0{,}4$; $c/a = 0{,}05$; $s/a = 0{,}25$), а на рис. 5 — зависимость $B(ka)$ при различных значениях c/a ($b/a = 0{,}5$; $l/a = 0{,}4$; $h/a = 0{,}17$; $s/a = 0{,}25$). Как видно из этих рисунков, увеличение высоты окна и уменьшение зазора между гребнями приводят к возрастанию добротности и уменьшению частоты резонанса и антирезонанса.

Решённая задача об анализе электромагнитных полей прямоугольного волновода с двумя L-образными гребнями позволяет также провести анализ проводимости тонкой металлической диафрагмы с аналогичной апертурой, но повёрнутой относительно своего центра на 90°. В этом случае поперечное сечение гипотетического L-гребневого волновода перпендикулярно поперечному сечению основного прямоугольного волновода. На рис. 6 представлено сравнение зависимостей $B(ka)$ для случаев горизонтальной и вертикальной ориентации. Геометрические характеристики диафрагмы в обоих случаях одинаковы и равны $b/a = 0{,}5$; $l/a = 0{,}4$; $h/a = 0{,}17$; $c/a = 0{,}05$; $s/a = 0{,}25$. Из этого рисунка видно, что при повороте диафрагмы сохраняются все её характерные свойства, т. е. наличие резонанса и антирезонанса. Однако при вертикальной ориентации добротность диафрагмы оказывается существенно выше и в данном примере равняется $Q = 120$.

Представленный алгоритм расчёта нормированной проводимости диафрагмы в волноводе позволяет также рассчитать и элементы обобщённой многоволновой матрицы рассеяния данного узла как четырёхполюсника с числом входов и выходов, равным числу учитываемых волн (распро-

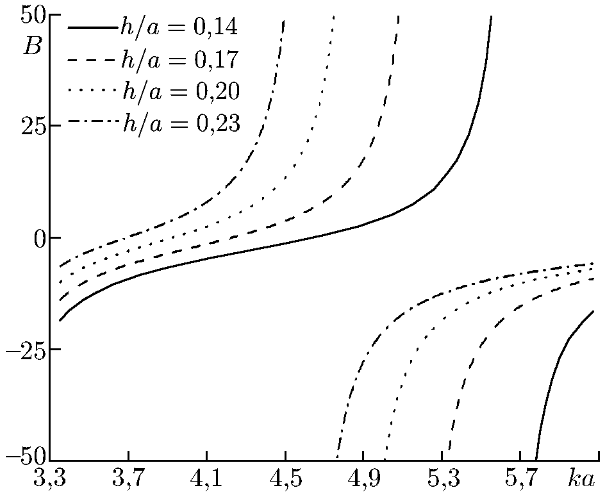

Рис. 4. Зависимость $B(ka)$ при различных значениях h/a

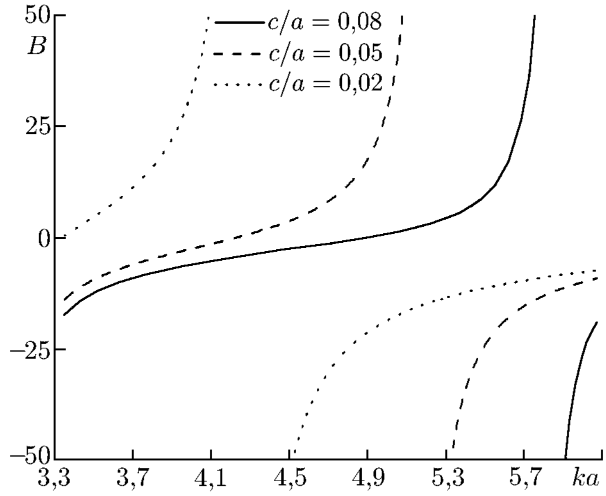

Рис. 5. Зависимость $B(ka)$ при различных значениях c/a

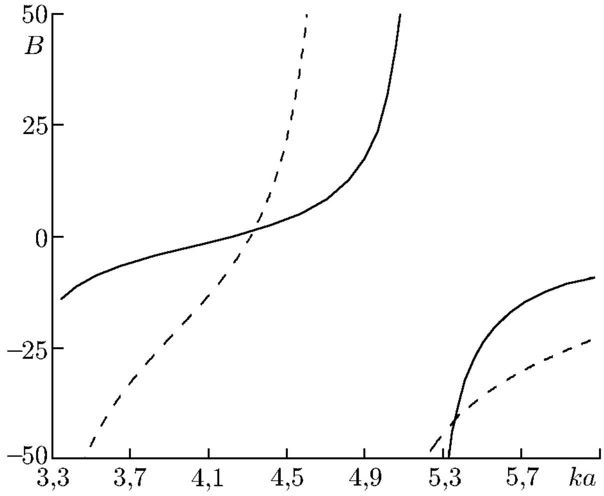

Рис. 6. Зависимость $B(ka)$ при горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (штриховая линия) ориентации окна диафрагмы

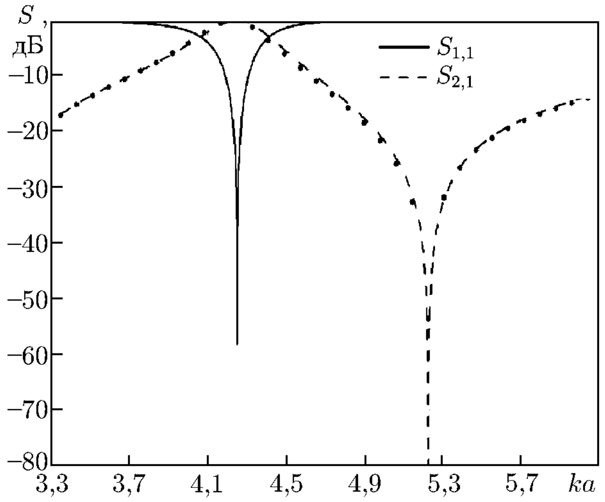

Рис. 7. Зависимость элементов матрицы S-параметров диафрагмы от нормированного волнового числа ka. Результаты численного эксперимента показаны точками

страняющихся и нераспространяющихся). Для этого можно воспользоваться формулой расчёта коэффициентов прохождения и отражения (2) с учётом нормировки на соответствующие волновые сопротивления. На рис. 7 представлена зависимость элементов матрицы S-параметров от нормированного волнового числа ka для диафрагмы с горизонтально ориентированной апертурой (см. рис. 6). Элемент $S_{1,1}$ характеризует коэффициент отражения, а элемент $S_{2,1}$ — коэффициент передачи (индекс 1 соответствует входу, индекс 2 — выходу). Величина S этих элементов, отложенная вдоль вертикальной оси, измеряется в децибелах по отношению к единичной мощности падающей волны. Как видно, частоты резонанса и антирезонанса совпадают с соответствующими значениями на рис. 6. Точками на рис. 7 показаны значения, полученные с помощью компьютерного моделирования прямыми численными методами с применением пакета «CST Studio Suite» и иллюстрирующие высокую степень достоверности проведённых нами расчётов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе решена задача электродинамического анализа проводимости волноводной плоскопоперечной тонкой металлической диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными гребнями. Показано, что такая диафрагма обладает ярко выраженными резонансными свойствами и имеет добротность до ста единиц и более. Характерной особенностью исследуемой диафрагмы явилось наличие разрыва у зависимости проводимости от волнового числа, положение которого соответствует частоте полного отражения. Такая особенность позволяет добиться расширения полосы заграждения и существенного увеличения уровня затухания в ней при проектировании полосно-пропускающих фильтров на резонансных диафрагмах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Земляков В. В., Заргано Г. Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 3. С. 206.
2. Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Синявский Г. П. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, № 4. С. 401.
3. Zemlyakov V. V. // Progress Electromagn. Res. Symp. (PIERS-2013), Stockholm, Sweden, August 12–15, 2013. P. 605.
4. Маттей Д. Л., Янг Л. Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ. Согласующие цепи и цепи связи. Т. 1. М.: Связь, 1971. 440 с.
5. Kirilenko A. A., Mospan L. P. // IEEE Trans. MTT. 2000. V. 48, No. 8. P. 1419.
6. Bahrami H., Hakkak M., Pirhadi F. // Progress Electromagn. Res. 2008. PIER 80. P. 107.
7. Кравченко В. Ф., Лабунько О. С., Лерер А. М. и др. Вычислительные методы в современной радиофизике. М.: Физматлит, 2009. 268 с.
8. Заргано Г. Ф., Ляпин В. П., Михайлевский В. С. и др. Волноводы сложных сечений. М.: Радио и связь, 1986. 124 с.
9. Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Кривопустенко В. В. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 3. С. 285.

Поступила в редакцию 16 сентября 2014 г.; принята в печать 27 апреля 2015 г.

ELECTRODYNAMIC ANALYSIS OF CONDUCTIVITY OF A RESONANCE WAVEGUIDE PLANE-TRANSVERSE DIAPHRAGM WITH A COMPLEX APERTURE

V. V. Zemlyakov and G. F. Zargano

We solve the problem of electrodynamic analysis of a complex waveguide resonance diaphragm with an aperture in the form of a rectangular window with two centrally symmetric L-shaped ridges. The properties of the diaphragm are studied on the basis of the analysis of the imaginary part of its normalized conductivity. Critical wave numbers and electromagnetic fields are calculated by the partial region technique allowing for the singularity of the electromagnetic field on metal ribs. It is shown that the imaginary part of the normalized conductivity of the diaphragm as a function of the frequency not only turns to zero, but also contains a discontinuity of the second kind, which corresponds to the parallel and series resonance.