

**Л. П. Моспан, С. А. Приколотин, А. А. Кириленко**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [lyudmila.mospan@gmail.com](mailto:lyudmila.mospan@gmail.com)

## РЕЗОНАНСЫ ОТРАЖЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СЕКЦИИ С ПАРОЙ ВСТРЕЧНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ШТЫРЕЙ

Преднамеренное и контролируемое внесение полюсов записания в частотную характеристику частотно-селективного устройства является одним из наиболее востребованных приемов, используемых при проектировании современных фильтров со сложной рабочей характеристикой. Удачная реализация такого подхода возможна при использовании прямоугольных волноводных секций с металлическими вставками. В работе исследованы рассеивающие характеристики секций с парой встречных прямоугольных штырей как волноводных узлов с вращательной симметрией. Проведен их сравнительный анализ с характеристиками секции с парой сонаправленных штырей – узла с поворотной симметрией. Для интерпретации резонансных эффектов использована спектральная теория открытых волноводных резонаторов. В ее рамках резонансы отражения, формируемые такими секциями, являются откликами на возбуждение собственных колебаний комплексной частоты. Показано, что спектральная теория позволяет на порядок точнее (в сравнении с общепринятым модовым анализом) оценить основные параметры резонанса отражения – его частоту и добротность. Полученные результаты делают предварительный синтез частотно-селективных устройств на основе таких секций физически прозрачным и более точным. Ил. 3. Табл. 1. Библиогр.: 9 назв.

**Ключевые слова:** резонанс отражения, прямоугольный волновод, собственное колебание, волноводный фильтр.

Преднамеренное и контролируемое внесение полюсов записания в частотную характеристику частотно-селективного устройства является одним из наиболее востребованных приемов, используемых при проектировании современных полосовых фильтров со сложной рабочей характеристикой. В волноводной технике примерами удачной реализации такого подхода являются фильтры, в состав которых включены один или несколько штырей, сонаправленно или противоположно установленным в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода [1–3]. Процедуры предварительного синтеза этих фильтров основаны на анализе модового состава секций со штырями и организации необходимого взаимодействия определенных волн тракта и секции между собой [2]. Опубликованные результаты показывают, что в рамках используемого модового анализа качественно характеристики устройства описываются с приемлемой для предварительного синтеза точностью. Здесь под термином «качественная характеристика» подразумевается вид частотной характеристики с заданным числом резонансных пиков. Однако не для всех соотносимых величин (частот отсечки мод секции и частот формируемых резонансов) наблюдается их полное соответствие. Более того, для некоторых соотношений наблюдается их значительное расхождение, однозначно трактовать которое в рамках модового анализа не представляется возможным.

В данной работе представлено исследование характеристик рассеяния основной волны прямоугольного волновода на секции с парой встречных прямоугольных штырей, выполненное с привлечением двух подходов: традиционного модового анализа и спектральной теории откры-

тых волноводных резонаторов [4–7]. В рамках модового подхода на основе решения соответствующих задач дифракции проанализированы рассеивающие характеристики исследуемой неоднородности при изменении наиболее значимых размеров секции – высоты штырей и расстояния между ними. В рамках спектрального подхода исследуемой неоднородности ставится в соответствие открытый волноводный резонатор (ОВР) той же геометрии, нагруженный на полубесконечные волноводы. На основе решения однородной краевой задачи исследуется спектр его собственных колебаний комплексной частоты. В численных расчетах особое внимание уделяется исследованию качественных и количественных характеристик резонанса полного записания тракта. В рамках спектральной теории предложена физическая интерпретация механизма его формирования. Сопоставление дифракционных и спектральных характеристик показывает, что спектральный анализ на порядок точнее прогнозирует выходные параметры исследуемого узла.

**Численные результаты и интерпретация.** Рассмотрим задачу дифракции волны  $H_{10}$  прямоугольного волновода на паре встречных прямоугольных штырей, установленных в поперечном сечении волновода на расстоянии  $dx$  от узкой стенки (см. вставку на рис. 1). Сечение волновода  $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$ . Толщина, ширина и высота штырей:  $t = 1$ ,  $tx = 0,5$  и  $b - h = 6,4 \text{ мм}$ .

Математические модели задачи рассеяния  $H_{10}$ -волны прямоугольного волновода на паре встречных прямоугольных штырей и задачи о поиске спектра собственных частот соответствующего ОВР были реализованы численно в рамках программного комплекса *MWD-II* [8].

Последний использует метод декомпозиции, метод частичных областей с учетом особенности на ребре и метод обобщенных матриц рассеяния для расчета дифракционных и спектральных характеристик сложных волноводов с кусочно-гладкими границами.

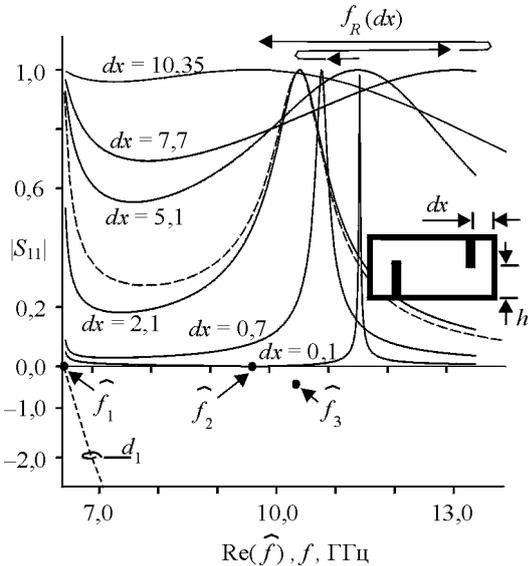


Рис. 1. Дифракционные (модуль коэффициента отражения основной волны  $H_{10}$   $|S_{11}|$ ) и спектральные характеристики прямоугольной волноводной секции с парой встречных штырей (сплошные и пунктирные кривые)

Результаты численного моделирования дифракционных характеристик волноводной секции для характерных значений  $dx = 0,1; 0,7; 2,1; 5,1; 7,7$  и  $10,35$  мм – величины смещения штырей от боковых стенок тракта – представлены в верхней части рис. 1. Как видно из рисунка, волноводная секция формирует частотную характеристику с резонансом полного отражения, когда  $dx \leq 5$  мм, и характеристику с точкой полного записания тракта, когда  $dx > 5$  мм. Из сопоставления кривых следует, что при увеличении расстояния  $dx$  частота резонанса отражения  $f_R$  изменяется нелинейно: сначала уменьшается, а потом растет, достигая высокочастотной границы одномодового диапазона примерно при  $dx = 7,7$  мм, после чего опять начинает уменьшаться. Дифракционная добротность резонанса отражения  $Q$  (определенная по уровню половинной мощности) монотонно уменьшается. В случае  $dx > 5,1$  мм уместно говорить уже только об условной добротности ( $Q < 3,0$ ), но точка полного отражения на характеристике сохраняется.

Параметрические зависимости частоты резонанса полного отражения  $f_R$ , формируемого волноводной секцией (кривая из звездочек), и частот отсечки ее первых пяти мод (пунктирные кривые) приведены в верхней части рис. 2, а в

координатах  $(f, dx)$ . Из рисунка видно, что кривая резонансной частоты  $f_R = \varphi(dx)$  (образованная звездочками) начинается в окрестности частоты отсечки 3-й моды секции. Частота резонанса  $f_R$  меньше частоты отсечки 3-й моды  $f_{cut}(3)$  для  $dx \leq 2,0$  мм и превышает ее для  $dx \geq 2,1$  мм. Для  $dx \geq 2,1$  мм резонансная кривая  $f_R = \varphi(dx)$  расположена между кривыми частот отсечки 2-й и 3-й мод. Расстояние между кривыми  $f_R = \varphi(dx)$  и  $f_{cut}(3) = \varphi(dx)$  увеличивается с ростом  $dx$ , достигает максимума при  $dx \geq 7,7$  мм ( $a/3$ ), после чего изменяется незначительно.

Более подробно соответствующие данные представлены в таблице.

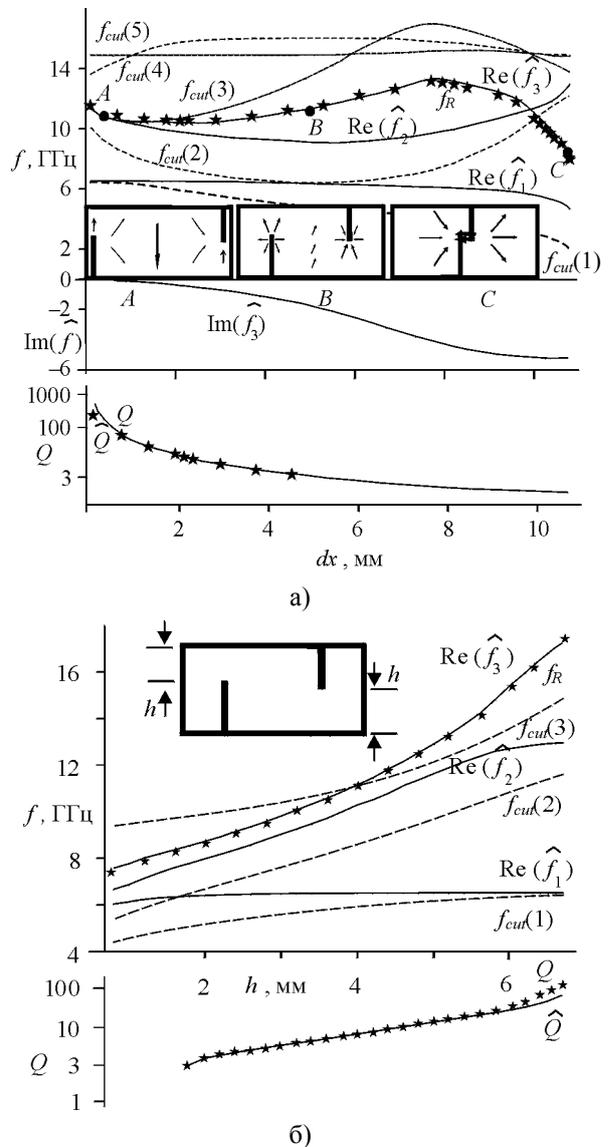


Рис. 2. Сопоставление характеристик рассеяния резонансной секции с парой встречных штырей и спектральных характеристик соответствующего ОВР: а) изменяемый параметр – величина смещения  $dx$ ; б) изменяемый параметр – величина зазора  $h$

## Оценка количественных характеристик резонанса полного отражения

| $dx$ , мм | $f_R$ , ГГц | $Q$   | $f_{cut}(3)$ , ГГц | $\frac{ f_{cut}(3) - f_R }{f_R}$ | $\text{Re}(\hat{f}_3)$ , ГГц | $\hat{Q}_3$ | $\frac{ \text{Re}(\hat{f}_3) - f_R }{f_R}$ |
|-----------|-------------|-------|--------------------|----------------------------------|------------------------------|-------------|--|
| 0,7       | 10,885      | 57,58 | 10,5609            | 0,03                             | 10,886                       | 58,4        | $9,2 \cdot 10^{-6}$                        |
| 1,3       | 10,65       | 26,27 | 10,448             | 0,019                            | 10,646                       | 26,7        | $3,7 \cdot 10^{-5}$                        |
| 1,9       | 10,664      | 15,45 | 10,598             | 0,006                            | 10,662                       | 15,46       | $1,9 \cdot 10^{-4}$                        |
| 2,1       | 10,51       | 12,73 | 10,688             | 0,017                            | 10,520                       | 12,78       | $9,5 \cdot 10^{-4}$                        |
| 2,3       | 10,557      | 11,05 | 10,793             | 0,022                            | 10,564                       | 11,06       | $2,8 \cdot 10^{-4}$                        |
| 2,9       | 10,572      | 7,73  | 11,194             | 0,058                            | 10,588                       | 7,79        | 0,006                                      |
| 3,7       | 10,818      | 5,2   | 11,908             | 0,100                            | 10,858                       | 5,29        | 0,004                                      |
| 4,5       | 11,204      | 3,83  | 12,821             | 0,144                            | 11,279                       | 3,9         | 0,007                                      |
| 5,3       | 11,527      | <3    | 13,930             | 0,208                            | 11,659                       | 2,94        | 0,011                                      |
| 6,1       | 12,221      |       | 15,243             | 0,247                            | 12,392                       | 2,43        | 0,014                                      |
| 6,9       | 12,622      |       | 16,399             | 0,299                            | 12,878                       | 1,86        | 0,02                                       |
| 7,7       | 13,16       |       | 16,945             | 0,28                             | 13,475                       | 1,68        | 0,024                                      |
| 7,9       | 12,88       |       | 16,941             | 0,315                            | 13,207                       | 1,58        | 0,025                                      |
| 8,5       | 12,568      |       | 16,553             | 0,317                            | 12,888                       | 1,38        | 0,025                                      |
| 9,6       | 11,777      |       | 15,458             | 0,312                            | 12,308                       | 1,23        | 0,045                                      |
| 10,0      | 10,553      |       | 14,991             | 0,499                            | 11,035                       | 1,08        | 0,045                                      |
| 10,25     | 9,992       |       | 14,917             | 0,45                             | 10,491                       | 1,00        | 0,049                                      |
| 10,45     | 9,380       |       | 14,196             | 0,51                             | 9,849                        | 0,94        | 0,05                                       |
| 10,78     | 8,055       |       | 14,057             | 0,74                             | 8,486                        | 0,81        | 0,05                                       |

Значения резонансной частоты  $f_R$  и добротности резонанса  $Q$ , а также общепринятая оценка положения резонанса по частоте  $f_{cut}(3)$  3-й моды секции приведены во втором, третьем и четвертом столбцах таблицы.

Как следует из таблицы, резонансы с шириной полосы (ШП) порядка 4 % ( $dx = 1,3$  мм), 13 % ( $dx = 2,9$  мм) и 33 % ( $dx = 5,3$  мм) оцениваются в рамках модового анализа с точностью  $|f_{cut}(3) - f_R|/f_R = 2, 6$  и 20 % соответственно. Из чего следует, что общепринятая приближенная оценка дает удовлетворительный результат только в узкой области изменения параметра  $dx \leq 2,5$  мм. В случае  $dx > 2,5$  мм ошибка оценки составляет уже 10...30 %.

Для выявления природы резонансного отражения падающей волны были исследованы картины распределения электрического поля в плоскости поперечного сечения волноводной секции на частоте резонанса отражения. Была выявлена сложная трансформация поля при изменении геометрического параметра  $dx$  (см. вставки на рис. 2, а). Так, волноводная секция с  $dx = 0,7$  мм (точка с маркером А) формирует узкополосный (с добротностью  $Q = 58$ ) резонанс отражения на частоте  $f_R = 10,885$  ГГц. На резонансной частоте в распределении поля ярко выражены три вариации поля вдоль широкой стенки секции с концентрацией поля между штырями и боковыми стенками.

По мере сближения штырей ( $dx > 2,1$  мм) картина поля видоизменяется: изменяется число вариаций поля и локализация максимумов напряженности поля – они сначала концентрируются на концах штырей (на рис. 2, а точка с маркером В,  $dx = 5,1$  мм), потом – между штырями (маркер С,  $dx = 10,35$  мм), и наконец, когда два штыря сливаются в один изогнутый проводник, поле распределяется по двум подобластям.

Такая мутация распределения полей, с одной стороны, указывает на сложный механизм формирования резонансного отражения. С другой стороны, очевидной становится необходимость использования других методов исследования, в рамках которых можно получить более точные и однозначные оценки резонансных характеристик. Одним из таких методов является спектральная теория открытых волноводных резонаторов [4–7].

В рамках спектральной теории исследуемой резонансной неоднородности ставится в соответствие ОВР, нагруженный на полубесконечные волноводы. Он характеризуется своим спектральным портретом, или спектром. Спектральный портрет – это совокупность нетривиальных решений однородной краевой задачи, рассматриваемых на комплекснозначных частотах  $\{\hat{f}_i\}$  ( $i = 1, 2, \dots, D$ ) и называемых собственными колебаниями поля.

Постановка спектральной задачи основана на аналитическом продолжении решений краевой задачи дифракции в область комплексных частот  $\hat{f} = \text{Re}(\hat{f}) + i \text{Im}(\hat{f})$  ( $\text{Im}(\hat{f}) \leq 0$ ; временная

зависимость задается в виде  $\exp(-i\omega t)$ , где  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота. Комплексные значения спектрального параметра  $\hat{f}$ , при которых существуют нетривиальные решения соответствующей однородной краевой задачи, составляют искомое спектральное множество. Областью определения спектрального параметра  $\hat{f}$  является бесконечнолистная риманова поверхность с точками ветвления второго порядка, соответствующими критическим частотам  $f_{cut}(n)$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) собственных волн (мод) подводных волноводов, и выходящими из этих точек разрезами  $d_n = (\text{Re}(\hat{f}))^2 + (\text{Im}(\hat{f}))^2 - (f_{cut}(n))^2$ , проведенными в нижнюю полуплоскость. В рамках данного исследования спектральное множество исследуемой структуры ограничено решениями спектральной задачи, локализованными на первом листе римановой поверхности.

Решение спектральной задачи для ОВР, соответствующего исследуемому волноводному узлу, показывает, что его спектральный портрет состоит из трех собственных колебаний  $\hat{f}_{1,2,3}$ . В качестве характерного примера положение спектрального портрета ОВР с  $dx = 2,1$  мм в области комплексных частот  $(\text{Re}(\hat{f}), \text{Im}(\hat{f}))$  нанесено в нижней части рис. 1 кружками с маркерами  $\hat{f}_{1,2,3}$ . Два собственных колебания с частотами  $\hat{f}_1$  и  $\hat{f}_2$  расположены на реальной оси ( $\text{Im}(\hat{f}_{1,2}) = 0$ ), тогда как реальная и мнимая части частоты  $\hat{f}_3$  третьего собственного колебания отличны от нуля. Частота  $\hat{f}_1$  первого собственного колебания расположена почти всегда (за исключением малых  $dx$ ) в запредельной для полубесконечных подводных волноводов частотной области. Картина распределения поперечного электрического поля этого колебания симметрична и имеет одну вариацию поля вдоль широкой стенки волновода. Несмотря на симметричность распределения поля, это колебание не имеет дифракционных потерь за пределы секции. Оно является запертым в резонансном объеме секции. Частота  $\hat{f}_2$  второго собственного колебания выше частоты отсечки основной волны полубесконечного волновода. Картина распределения поля этого колебания антисимметрична и имеет две вариации поля вдоль широкой стенки волновода. В симметричном резонаторе это колебание не возбуждается и не принимает участия в формировании частотной характеристики.

С точки зрения выявления физической природы резонансного отражения наиболее важ-

ным является третье собственное колебание комплексной частоты  $\hat{f}_3$ . Упрощенные картины распределения его поперечного электрического поля на комплексной частоте  $\hat{f}_3$  схематически приведены на вставках к рис. 3, а для трех характерных значений  $dx = 0,7; 5,1$  и  $10,35$  мм.

Рассмотрим более подробно динамику спектра собственных колебаний на комплексной плоскости  $(\text{Re}(\hat{f}), \text{Im}(\hat{f}))$  при изменении геометрического параметра  $dx$ , представленную на рис. 3, а. Стрелки вдоль веток колебаний  $\hat{f}_{1,2,3} = \varphi(dx)$  указывают направление смещения при увеличении  $dx$ . С ростом  $dx$  первое собственное колебание монотонно смещается в низкочастотную область, не покидая реальной оси. Частота  $\hat{f}_2$  второго собственного колебания сначала уменьшается с ростом  $dx$ , а потом начинает возрастать. Частота достигает своего начального значения, а затем и превышает его. В предельном случае, когда штыри соприкасаются, образуя проводник с изломом [9], частота  $\hat{f}_2$  стремится к частоте отсечки первой высшей волны прямоугольного волновода. Третье собственное колебание при малых  $dx$  (см., например, точку  $A$  на кривой  $\hat{f}_3 = \varphi(dx)$ ) расположено на небольшом удалении под реальной осью комплексной плоскости. Мнимая часть его комплексной частоты  $\text{Im}(\hat{f}_3)$  мала. С ростом  $dx$  колебание «уходит» от реальной оси по нелинейной траектории. Выделим еще три точки на параметрической кривой:

- точку перегиба ( $dx \sim 2$  мм) на участке с левосторонним изгибом, где изменяется направление движения колебания;
- точку перегиба на участке с правосторонним изгибом, от которой колебание начинает движение в направлении разреза  $d_1 = (\text{Re}(\hat{f}))^2 + (\text{Im}(\hat{f}))^2 - (f_{cut}(H(1)))^2$ . Здесь достигается максимальное значение реальной части частоты  $\hat{f}_3$ . Этому случаю отвечает геометрия с  $dx \sim a/3$ ;
- точку  $C$ , расположенную у разреза. При движении к этой точке от второй точки перегиба изменяется (уменьшается), главным образом, только реальная часть частоты  $\hat{f}_3$ . Ее мнимая часть изменяется слабо. Точке вхождения в разрез  $d_1$  отвечает геометрия сплошного проводника без излома. Обратимся еще раз к точке с  $dx \sim 2$  мм. В окрестности этой точки осуществляется трансформация картины распределения поля третьего собственного колебания. До этой частотной точки распределение поля на комплексной

частоте  $\hat{f}_3$  имеет три вариации поля вдоль широкой стенки секции. После этой точки поле начинает видоизменяться: исчезает одна горизонтальная вариация, начинает формироваться вертикальная вариация. На остальном участке кривой поле тоже видоизменяется, но меняется не число его вариаций, а локализация максимумов поля. Во всех характерных частотных точках рас-

пределение поля на комплексной частоте  $\hat{f}_3$  совпадает с распределением поля на резонансной частоте  $f_R$ . Установленные зависимости сохраняются и для других значений величины зазора  $h$ . Для иллюстрации на рис. 3, б приведено семейство параметрических кривых  $\hat{f} = \varphi(dx)$  для значений  $h = 2,2; 2,8; 3,6$  и  $4,6$  мм.

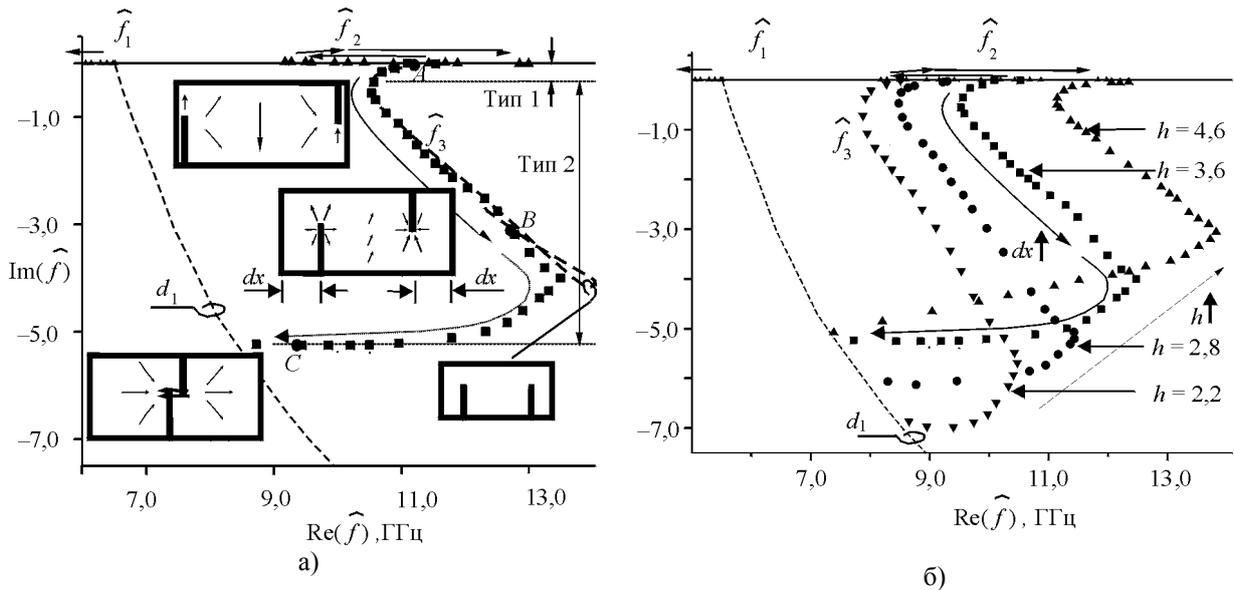


Рис. 3. Поведение собственных колебаний  $\hat{f}_{1,2,3}$  ОВР, соответствующего резонансной секции с парой встречных штырей в комплексной области частот при одновременном изменении величины смещения штыря  $dx$ : а)  $h = 3,6$  мм; кривая из длинных пунктиров – ветка  $\hat{f}_3$  ОВР с парой сонаправленных штырей; б)  $h = 2,2; 2,8; 3,6$  и  $4,6$  мм

Обратимся снова к рис. 2, а. Сплошными кривыми на рис. 2 нанесены параметрические зависимости реальных и мнимой частей комплексных частот собственных колебаний ОВР  $\text{Re}(\hat{f}_1), \text{Re}(\hat{f}_2), \text{Re}(\hat{f}_3), \text{Im}(\hat{f}_3)$ , а в нижней его части приведена зависимость добротности  $\hat{Q}_3 = -\text{Re}(\hat{f}_3)/(2\text{Im}(\hat{f}_3))$  третьего собственного колебания. Из рисунка видно, что кривые  $f_R$  и  $\text{Re}(\hat{f}_3)$  близки друг другу в широком диапазоне изменяемого геометрического параметра  $dx$  и изменяются синхронно. Более того, добротность третьего собственного колебания  $\hat{Q}_3$  близка добротности  $Q = f_R/\Delta f$  резонанса полного отражения.

Соответствующие численные данные и спектральная оценка  $|\text{Re}(\hat{f}_3) - f_R|/f_R$  положения резонансной частоты  $f_R$  по значению  $\text{Re}(\hat{f}_3)$  приведены в столбцах 6–8 таблицы. Для низкодобротных резонансов (с ШП порядка 20...30 %) ошибка оценки не превышает одной десятой ши-

рины полосы. Такая же высокая точность оценки имеет место и для высокодобротных резонансов с ШП 2...5 %. И здесь ошибка оценки не превышает одной десятой ШП. Так, например, резонанс с ШП ~ 4 % ( $dx = 1,3$  мм) оценивается в рамках модового и спектрального анализов с точностью 2 и 0,04 %, соответственно, т. е. с точностью в полполосы резонанса и одну десятую полосы. Соответствующие оценки резонансов с ШП ~ 13 % ( $dx = 2,9$  мм) составляют 6 % в рамках модового подхода против 0,6 % в рамках спектрального, а для ШП ~ 33 % ( $dx = 5,3$  мм) – 20 % против 1 %. Из чего следует, что спектральный анализ в широком диапазоне изменения  $dx$  оценивает количественные характеристики резонанса отражения на порядок точнее, чем общепринятый модовый анализ.

Оценим вклад собственных колебаний в процесс формирования резонанса полного отражения. Выражение, описывающее характеристику рассеяния ОВР, аппроксимированную по набору комплексных частот его колебаний, имеет следующий вид [7]:

$$|S_{11}|(f) = \frac{1}{2} \left| \prod_n^{N^{(m)}} \frac{P_n^{(m)}(-\hat{f})}{P_n^{(m)}(\hat{f})} + \prod_n^{N^{(e)}} \frac{P_n^{(e)}(-\hat{f})}{P_n^{(e)}(\hat{f})} \right|,$$

где  $P_n^{(m,e)}(\hat{f}) = (f - \hat{f}_n^{(m,e)})(f + \hat{f}_n^{*(m,e)})$ . Здесь индексы  $e, m$  в полиномах относятся к антисимметричным и симметричным колебаниям. Верхний индекс \* означает сопряжение.

Применение этой формулы для секции с  $dx = 2,1$  мм иллюстрируется в верхней части рис. 1. Сплошная кривая отвечает решению задачи дифракции, а пунктирная кривая – аппроксимационной формуле. Из рисунка следует, что в широкой окрестности резонансной частоты и, более того, во всей полосе пропускания по уровню 3 дБ характеристики совпадают с графической точностью. Применение формулы дает удовлетворительный результат как для низкодобротных резонансов, локализованных в начале рабочего диапазона подводящего волновода, так и для резонансов, расположенных в многомодовой частотной области.

Также был проведен сравнительный анализ характеристик исследуемой секции с парой противонаправленных (встречных) штырей и секции с парой сонаправленных штырей [3]. Сравнимые секции обладают разными типами симметрии: вращательной в направлении продольной оси и поворотной относительно вертикальной поперечной оси, соответственно. Было установлено, что их частотные характеристики качественно схожи. Они формируют частотную характеристику с точкой полного запираения тракта, причем в случае сильно разнесенных стержней характеристики идентичны. Естественно, что характер поведения резонансных кривых начинает различаться по мере сближения штырей. Предельной конструкцией исследуемой секции является одиночный металлический проводник с электрическим контактом на обе широкие стенки волновода. Сонаправленные штыри при предельном сближении образуют одиночный проводник с электрическим контактом на одну широкую стенку волновода. Однако механизм формирования резонансного отражения одинаков. Качественно и количественно одинаков и характер спектральных портретов соответствующих им ОВР. Представление о различной динамике этих спектральных портретов при изменении геометрического параметра  $dx$  дает рис. 3, а. В дополнение к представленным данным на рис. 3, а пунктирной кривой нанесена ветка комплексной частоты  $\hat{f}_3$  третьего собственного колебания ОВР с сонаправленными штырями. Как видно из рисунка, секции с противонаправленными штырями являются более предпочтительными, на-

пример, в случае широкополосной перестройки частоты полного согласования тракта.

**Выводы.** Таким образом, применение спектральной теории открытых волноводных резонаторов позволило дать физическую интерпретацию резонансам полного отражения, формируемого волноводной секцией. В рамках используемого подхода резонансы полного отражения интерпретируются как результат возбуждения в резонансной секции колебаний, близких к собственным. Выявлены и исследованы основные закономерности поведения спектра собственных колебаний соответствующего открытого волноводного резонатора в комплексной области. Показано, что положение резонанса отражения и его добротность определяются с высокой точностью по значению комплексной частоты одного из собственных колебаний, принимающих участие в его формировании и вносящего доминирующий вклад в формирование резонансного режима. Резонансное отражение формируется при обязательном участии во внутреннем электромагнитном взаимодействии высшей, но не обязательно первой волны подходящей симметрии. Выявлен процесс трансформации соответствующего собственного колебания комплексной частоты из первого высшего в более высокий тип при изменении одного из размеров секции. Сопоставление оценок количественных характеристик резонанса отражения показывает, что спектральный подход на порядок точнее общепринятого, основанного на анализе модового состава волноводной секции. Более того, высокоточная оценка реализуется в широком диапазоне изменения геометрических параметров, соответствующем всему рабочему диапазону частот. Соответственно, на порядок точнее будет и процедура предварительного синтеза как широкополосных, так и узкополосных полосовых фильтров, выполненных на таких секциях. С практической точки зрения именно такие секции наиболее предпочтительно использовать как секции фильтров с непосредственными связями. При внесении полюса запираения в частотную характеристику фильтра обеспечивается широкополосная частотная перестройка его положения при слабоизменяющемся заданном значении инвертора на центральной частоте полосы пропускания.

#### Библиографический список

1. *Politi M.* Direct coupled waveguide filters with generalized Chebyshev response by resonating coupling structures / M. Politi, A. Fossati // European Microwave Conference (EuMC): Proc. – Roma, 2010. – P. 966–969.
2. *Tomassoni C.* A new class of pseudoelliptic waveguide filters using dual-post resonators / C. Tomassoni, R. Sorrentino // IEEE Trans. on MTT. – 2013. – 61, N 6. – P. 2332–2339.
3. *Резонансы отражения волноводной секции с двумя равновысокими стержнями* / А. А. Кириленко, Д. Ю. Кулик,

- Л. П. Моспан, Л. А. Рудь // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 2. – С. 154–158.
4. *Shestopalov V.* Spectral Theory and Excitation of Open Structures / V. Shestopalov, Yu. Shestopalov. – L.: Peter Peregrinus, 1996. – 399 p.
  5. *A Spectral method of analyzing the effects of total wave transformation by open-periodic and waveguide resonators* / L. A. Rud', Yu. K. Sirenko, V. V. Yatsik, N. P. Yashina // Radiophysics and Quantum Electronics. – 1988. – 31, N 10. – P. 894–899.
  6. *Кириленко А. А.* О связи резонансов на «запертых» модах с возбуждением квазисобственных режимов незамкнутых объемов / А. А. Кириленко, Н. П. Яшина // Письма в журн. эксперим. и теорет. физики. – 1980. – 6, № 12. – С. 1512–1515.
  7. *Kirilenko A. A.* Connection of S-matrix of waveguide and periodical structures with complex frequency spectrum / A. A. Kirilenko, B. G. Tysik // Electromagnetics. – 1993. – 13, N 3. – P. 301–318.
  8. *Fast full 3D EM CAD of waveguide units based on the generalized mode-matching technique* / S. A. Prikolotin, S. A. Steshenko, D. Yu. Kulik et al. // Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET 2012): proc. – Kharkov, 2012. – P. 109–112.
  9. *Кириленко А. А.* Тонкий проводник со ступенчатым изломом в поперечном сечении прямоугольного волновода как простой отражатель / А. А. Кириленко, С. А. Приколотин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 2. – С. 119–127.

*Рукопись поступила 24.12.2015.*

L. P. Mospan, S. A. Prikolotin, A. A. Kirilenko

## REFLECTION RESONANCES IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE SECTION WITH A PAIR OF ANTIPODAL RECTANGULAR POSTS

Intentional and controllable introduction of attenuation poles into the frequency responses of frequency-selective devices is in the great demand in the design of modern filters with complicated performance. Successful implementation of such an approach is possible using rectangular waveguide sections with metallic inserts. Here, the scattering characteristics of such sec-

tions with a pair of antipodal rectangular posts as waveguide units with rotational symmetry are studied. Comparative analysis with the characteristics of a section with a pair of unidirectional posts is performed. Spectral theory of open waveguide resonators is used in order to interpret the resonant phenomena. Within the frames of spectral theory the reflection resonances formed by such sections are the responses to the excitation of eigen oscillations of complex frequencies. It is shown that the spectral theory enables an order of magnitude more accurate (in comparison with the conventional modal analysis) evaluation for basic parameters of the resonance reflection, namely its frequency and the quality factor. The results obtained make preliminary synthesis of frequency selective devices based on such sections physically transparent and more accurate.

**Key words:** reflection resonances, rectangular waveguide, eigen oscillation, waveguide filter.

Л. П. Моспан, С. А. Приколотин,  
А. О. Кириленко

## РЕЗОНАНСИ ВІДБИТТЯ У ПРЯМОКУТНІЙ ХВИЛЕВОДНІЙ СЕКЦІЇ З ПАРОЮ ЗУСТРІЧНИХ ПРЯМОКУТНИХ ШТИРІВ

Навмисне і контрольоване внесення полюсів записання в частотну характеристику частотно-селективного пристрою є одним з найбільш затребуваних прийомів, які є використовуваними для проектування сучасних фільтрів зі складною робочою характеристикою. Вдала реалізація такого підходу можлива при використанні прямокутних хвилевідних секцій із металевими вставками. У роботі досліджено характеристики розсіяння секцій прямокутного хвилеводу з парою зустрічних прямокутних штирів як хвилевідного вузла з обертальною симетрією. Проведено їхній порівнювальний аналіз з характеристиками секцій з парою співнапрямлених штирів – вузла з поворотною симетрією. Задля інтерпретації резонансних явищ застосовано спектральну теорію відкритих хвилевідних резонаторів. В її межах резонанси відбиття, які формують такі секції, є відгуками на збудження власних коливань комплексної частоти. Показано, що спектральна теорія дозволяє на порядок точніше (у порівнянні із загальноприйнятим модовим аналізом) оцінити основні параметри резонансу відбиття – його частоту та добротність. Отримані результати роблять попередній синтез частотно-селективних пристроїв на основі таких секцій фізично прозорим і більш точним.

**Ключові слова:** резонанс відбиття, прямокутний хвилевід, власне коливання, хвилевідний фільтр.