

## АНТЕННЫ, ВОЛНОВОДНАЯ И КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА

---

УДК 537.874.2:621.372.  
851.3

Л. П. МОСЬПАН, С. А. ПРИКОЛОТИН, С. А. СТЕШЕНКО,  
А. А. КИРИЛЕНКО

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: lyudmila.mospan@gmail.com

---

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СЕКЦИИ С ДВУМЯ РАЗНОВЫСОКИМИ ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ШТЫРЯМИ

*Исследована природа резонансов полного отражения, формируемых волноводной секцией с парой разновысоких прямоугольных штырей, симметрично расположенных вдоль широкой стенки прямоугольного волновода. Исследование проведено в рамках спектральной теории открытых волноводных резонаторов. Резонансы полного отражения интерпретируются как результат возбуждения в резонансной секции собственных колебаний комплексной частоты. Изучена динамика поведения частот собственных колебаний на комплексной плоскости при изменении всех геометрических параметров секции. Сопоставлены дифракционные и спектральные характеристики. Проанализирован вклад собственных колебаний в формирование частотной характеристики. Показано, что положение каждого резонанса отражения и его добротность определяются с высокой точностью по значению комплексной частоты одного из собственных колебаний, принимающих участие в его формировании.*

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

#### 1. Введение

Ужесточение требований, предъявляемых к рабочим характеристикам современных частотно-селективных трактов, вызывает необходимость разработки устройств, основанных на новых физических принципах, или модернизации уже известных. Одним из конструкторских подходов к решению этих задач является проектирование фильтров с дополнительными полюсами запирания на частотной характеристике. Внесение дополнительных полюсов запирания обычно обеспечивается модификацией самого устройства. Вместе с тем более глубокое исследование особенностей рассеивающих свойств используемого электродинамического объекта иногда позволяет обойтись минимальной его модификацией или вовсе избежать ее. Одним из ярких тому примеров является резонансный штырь в прямоугольном волноводе. Некоторое время назад он получил свое “второе

рождение”. Был опубликован ряд работ [1–7], в которых эта простейшая волноводная неоднородность была успешно использована в качестве конструктивного элемента различных полосовых фильтров со сложными рабочими характеристиками. Однако следует отметить, что до недавнего времени природа резонансных явлений оставалась неясной даже для простейших секций. Разработка фильтров на основе таких секций основана на приближенной теории синтеза СВЧ-цепей и скорее богатом интуитивном опыте разработчика, а не точном знании, какие именно физические процессы порождают то или иное резонансное явление. Понятно, что такое знание представляет собой не только “самостоятельный” интерес, оно важно и с точки зрения разработки конкретных устройств с заданными характеристиками. В частности, становятся возможными более эффективное использование уже существующей элементной базы и создание оригинальных функционально сложных, конструктивно новых элементов СВЧ техники.

© Л. П. Мосьпан, С. А. Приколотин, С. А. Стешенко,  
А. А. Кириленко, 2013

Для выявления физических особенностей формирования резонанса полного отражения волноводными секциями с парой одинаковых штырей авторами настоящей работы была успешно применена спектральная теория открытых волноводных резонаторов (ОВР) [8]. В рамках этой теории волноводная секция рассматривается как ОВР. Было установлено, что резонансы полного отражения, формируемые такими секциями, – это известные резонансы на запертых модах [9]. Своим происхождением эти резонансы обязаны одновременно возбуждению в резонансных секциях пары собственных колебаний, одно из которых является запертым в резонансном объеме секции и не имеет связи с внешними трактами. Второе собственное колебание не является запертым. Оно принимает участие не только в электромагнитных взаимодействиях внутри резонатора, но и связано дифракционно с подводящими волноводами. Реальная часть его комплексной частоты и его собственная добротность близки по значению к частоте и добротности резонанса отражения, формируемого секцией. Обязательным условием существования этого резонанса на запертых модах является реализация такого режима  $N_1 \rightarrow (N_2 > N_1) \rightarrow N_1$ , при котором число волн, распространяющихся в резонансной секции, больше числа волн в подводящих волноводах,  $N_2 > N_1$ .

Настоящая работа продолжает исследования, начатые в [10]. Здесь исследуется физическая природа многорезонансной частотной характеристики волноводной секции с парой разновысоких штырей. Соответствующие математические модели задачи рассеяния  $H_{10}$ -волны прямоугольного волновода на двух прямоугольных штырях и задачи о поиске спектра собственных частот реализованы численно в рамках программного комплекса MWD-II [11]. Программный комплекс использует известные подходы: декомпозицию, методы частичных областей, поперечного резонанса и обобщенных матриц рассеяния – для расчета дифракционных и спектральных характеристик сложных волноводных структур с кучно-координатными границами.

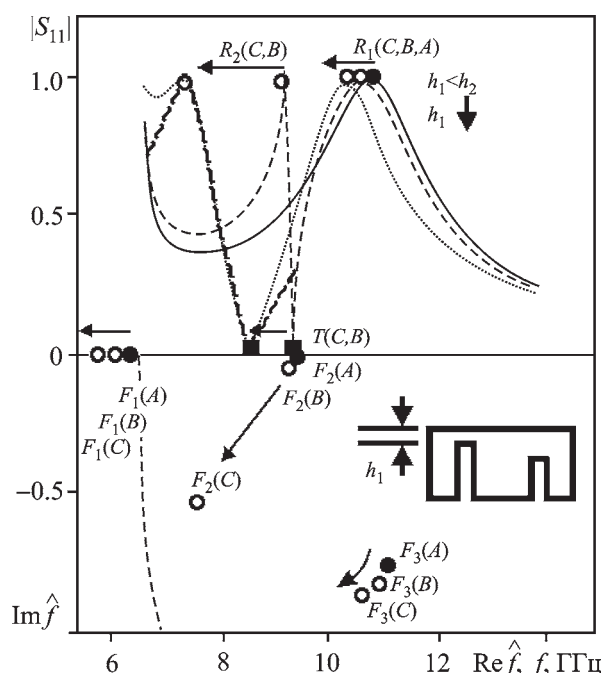
## 2. Результаты численного моделирования

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 зависи-

мость 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 здесь является бесконечнолистная риманова поверхность с точками ветвления второго порядка, соответствующими критическим частотам  $f_{cut}(n)$  ( $n=1, 2, \dots, N$ ) собственных волн (мод) подводящих 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. Спектральное множество исследуемой структуры ограничено решениями спектральной задачи, локализованными на первом листе римановой поверхности.

Типичный пример, приведенный на рис. 1, иллюстрирует трансформацию частотной характеристики прямоугольной волноводной секции с парой симметрично расположенных штырей при изменении высоты одного из них. Здесь два прямоугольных штыря длиной  $t = 1$  мм и шириной  $tx = 0.5$  мм установлены на расстоянии  $dx = 3.4$  мм от боковых стенок волновода  $a \times b = 23 \times 10$  мм. Размер зазора над одним из штырей изменяется,  $h_1 = 3.6, 3.2, 1.2$  мм, а размер второго зазора зафиксирован,  $h_2 = 3.6$  мм. Когда штыри равновысокие ( $h_1 = h_2 = 3.6$  мм), на частотной характеристике есть только один резонанс полного отражения (соответствующая точка на сплошной кривой в верхней части рис. 1 отмечена маркером  $R_1(A)$ ). Как только высоты штырей начинают отличаться ( $h_1 = 3.2$  мм,  $h_2 = 3.6$  мм), характеристика становится многорезонансной (штриховая кривая с маркером  $R_{1,2}(B)$ ).

Слева от резонанса отражения  $R_1(B)$  появляется характерная пара резонанс–антирезонанс. Эту пару составляют еще один высокодобротный резонанс полного отражения (незачерненный круглый маркер  $R_2(B)$  на кривой) и высокодобротный резонанс полного прохождения (обозначен зачерненным квадратным маркером  $T(B)$ ). Резонанс полного прохождения расположен на частотном промежутке между двумя резонансами полного отражения. Пара резонанс–антирезонанс ( $R_2(B)$ – $T(B)$ ) смещается в область низких частот при дальнейшем увеличении зазора над одним штырем ( $h_1 = 1.2$  мм,  $h_2 = 3.6$  мм). Частот-



**Рис. 1.** Дифракционные и спектральные характеристики секции с парой разновысоких штырей: в верхней части рисунка – частотные характеристики секции для трех характерных значений  $h_1 = 3.6, 3.2, 1.2$  мм (сплошная, штриховая, пунктирная кривые с маркерами  $R_1(A, B, C)$ ); в нижней части – положение частот собственных колебаний  $F_{1,2,3}(A, B, C)$  на комплексной плоскости ( $\text{Re } \hat{f}, \text{Im } \hat{f}$ ). Волнистая пунктирная кривая в верхней части рисунка – фрагмент частотной характеристики секции с  $h_1 = 1.2$  мм, восстановленной по значениям  $F_1(C)$  и  $F_2(C)$

ный разнос между точками полного отражения и прохождения увеличивается, а добротности резонансов падают (пунктирная кривая с увеличенными незачерненными маркерами резонансных точек  $T(C)$  и  $R_2(C)$ ).

Чтобы показать, каким образом изменяется спектр собственных частот соответствующего волноводного резонатора, обратимся к нижней части рис. 1. Здесь зачерненными маркерами-кружками  $F_{1,2,3}(A)$  и незачерненными маркерами  $F_{1,2,3}(B, C)$  нанесено положение собственных колебаний соответствующих волноводных резонаторов с двумя равно- и разновысокими штырями.

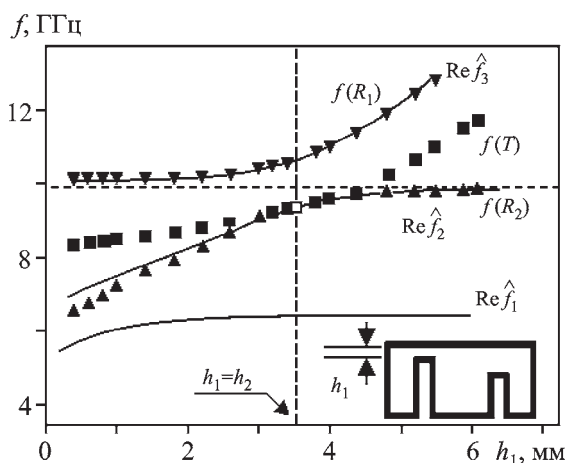
Как было показано ранее [10], спектр собственных колебаний секции с равновысокими штырями включает в себя три колебания. Два колебания расположены на реальной оси комплексной плоскости. Частота одного ниже, а частота второго выше частоты отсечки основной волны подводящего волновода. Реальная и мнимая части

частоты третьего колебания отличны от нуля. Нарушение симметрии секции приводит к качественному изменению только одного из этих колебаний. Речь идет о втором собственном колебании с двумя вариациями поля вдоль широкой стенки резонатора. В симметричном резонаторе это колебание ( $F_2(A)$  на рис. 1) не принимает никакого участия в формировании частотной характеристики. Запертое в связи с симметрией секции оно, можно сказать, “спит” в ее резонансном объеме. Как только высоты штырей секции перестают быть одинаковыми, это колебание становится способным принимать участие во внутреннем электродинамическом взаимодействии с другими колебаниями. Колебание становится дифракционно связанным и с подводящими трактами. Уровень этой связи регулируется степенью нарушения симметрии устройства. Чем больше диссимметрия, тем выше уровень связи, тем менее добротным становится резонансный процесс, в формировании которого принимает участие это колебание. Соответственно изменяется положение частоты колебания ( $F_2(B)$  на рис. 1) на комплексной плоскости. Оно больше не располагается на реальной оси, мнимая часть его частоты перестает быть отличной от нуля. Рис. 1 иллюстрирует, как изменяется положение собственных частот волноводного резонатора при уменьшении размера зазора над одним из стержней при фиксированных остальных параметрах. Как показано на рисунке, при сужении зазора  $h_1$  частоты всех трех колебаний смещаются в низкочастотную область. Первое колебание при этом не покидает реальную ось, тогда как второе колебание уходит с реальной оси. Второе колебание сдвигается в сторону разреза  $d_{H_{10}} = (\text{Re } \hat{f})^2 + (\text{Im } \hat{f})^2 - (f_{\text{cut}}^2(H_{10}))^2$ , при этом мнимая часть его частоты монотонно возрастает. Из рисунка видно, что значения частоты низкодобротного резонанса отражения  $f(R_1)$  и реальной части комплексной частоты третьего собственного колебания  $\text{Re } \hat{f}_3$  близки и изменяются синхронно при изменении параметра диссимметрии (разницы высот штырей). При этом собственная добротность колебания практически совпадает с дифракционной добротностью резонанса отражения  $R_1$ .

Подобная зависимость имеет место и для низкочастотного высокодобротного резонанса  $R_2$ . Его частота уменьшается синхронно со смещением в область низких частот второго собст-

венного колебания. И в этом случае значения частот  $f(R_2)$  и  $\text{Re } \hat{f}$  близки. Установленные закономерности сохраняются в широком диапазоне изменения параметра диссимметрии.

Обратимся к рис. 2, на котором в координатах  $(f, h_1)$  приведены параметрические зависимости реальных частей комплексных частот собственных колебаний  $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$  (сплошные кривые), резонансных частот  $f(R_1)$  и  $f(R_2)$  (кривые, образованные треугольными маркерами) и частоты резонанса полного прохождения  $f(T)$  (кривая с квадратными маркерами). Из рисунка видно, что, когда размер зазора  $h_1$  минимален (0.4 мм), все частоты  $\text{Re } \hat{f}_1, \text{Re } \hat{f}_2, \text{Re } \hat{f}_3, f(R_1)$ , и  $f(T)$  имеют минимальное значение. С ростом  $h_1$  ( $h_1 < h_2$ ) все они сдвигаются в область высоких частот. Когда размеры зазоров равны между собой ( $h_1 = h_2$ ), высокодобротный резонанс  $R_2$  исчезает. Исчезает и резонанс прохождения. Этому случаю соответствует так называемая выколота точка на пересечении вертикальной пунктирной линии и кривой  $f(R_2)$  (обозначена незаполненным квадратным маркером на рис. 2). Резонанс появляется вновь, когда стержни опять становятся разновысокими ( $h_1 > h_2$ ). При дальнейшем увеличении  $h_1$  первый резонанс  $R_1$  практически линейно смещается в многомодовую область. Резонанс полного отражения  $R_2$  тоже смещается в область



**Рис. 2.** Сопоставление решения задачи дифракции волны  $H_{10}$  на резонансной секции с парой разновысоких штырей и спектральной задачи: кривые, образованные треугольными маркерами, – положения резонансов отражения  $f(R_1)$  и  $f(R_2)$ ; сплошные кривые – параметрические зависимости реальных частей комплексных частот собственных колебаний  $\text{Re } \hat{f}_1, \text{Re } \hat{f}_2, \text{Re } \hat{f}_3$ ; кривая с квадратными маркерами – зависимость частоты резонанса полного прохождения  $f(T)$

высоких частот, но его положение имеет предельное значение – немного ниже частоты резонанса отражения секции с минимальным значением  $h_1$ . Соответствующая “предельная” линия нанесена на рис. 2 (горизонтальная пунктирная линия).

Еще раз отметим, что частота резонанса полного отражения  $R_1$  и реальная часть частоты третьего колебания изменяются синхронно.

Частота высокодобротного резонанса отражения  $R_2$  мало отличается от реальной части комплексной частоты второго собственного колебания  $\text{Re } \hat{f}_2$ . Незначительно отличаются друг от друга также добротность резонанса отражения и собственная добротность второго колебания.

По аналогии с установленной природой формирования резонанса  $R_1$  естественно предположить, что и резонанс  $R_2$  имеет схожую причину возникновения. Это означает, что резонанс  $R_2$  порождается как результат одновременного возбуждения пары собственных колебаний. Одно из этих колебаний – первое собственное колебание  $\hat{f}_1$ . Парным ему является второе собственное колебание с комплексной частотой  $\hat{f}_2$ . Здесь также была проведена оценка вклада этого колебания в процесс формирования резонансной характеристики. Фрагмент характеристики, восстановленной по формулам из [12], представлен на рис. 1 волнистой пунктирной кривой. Графическое совпадение “восстановленной” характеристики и характеристики, полученной путем решения задачи дифракции, очевидно.

Таким образом, можно заключить, что, как и в случае секции с разновысокими штырями, речь идет о резонансе на запертых модах. Условие его возникновения – реализация режима  $N_1 \rightarrow (N_2 > N_1) \rightarrow N_1$ . Отличительной особенностью реализации резонансного отражения является разный (несовпадающий) тип симметрии волн, принимающих участие во внутреннем электродинамическом взаимодействии, и, соответственно, разный тип симметрии ассоциируемых с ними собственных колебаний.

Теперь, когда природа резонансов полного отражения в секции с разновысокими стержнями установлена, обратимся к особенностям исследованных параметрических закономерностей. Особо отметим, что выявление эффекта, о котором сейчас пойдет речь, и установление природы его происхождения, стало возможным именно благодаря применению спектральной теории ОВР.



Этот эффект не представляется очевидным при исследовании резонансных характеристик путем решения прямой задачи дифракции. Эффект, о котором идет речь, – это строгая локализация резонансов отражения. Из рис. 2 видно, что область локализации резонанса, порождаемого парой колебаний разного (несовпадающего) типа симметрии, своим высокочастотным пределом имеет низкочастотную границу локализации резонанса, порождаемого парой колебаний одинакового типа симметрии. На рис. 2 эта граница выделена пунктирной горизонтальной прямой. Эту закономерность, а именно то, что резонанс при антисимметричных колебаниях всегда расположен ниже по частоте резонанса при симметричных колебаниях, более явно можно наблюдать на комплексной плоскости.

На рис. 3 представлены параметрические зависимости комплексных частот собственных колебаний, иллюстрирующие особенности их поведения в комплексной плоскости при изменении размера зазора над одним из штырей  $h_1$ . Стрелками на рисунке показаны направления смещения частот собственных колебаний при изменении значения  $h_1$  от предельно малого (0.4 мм) до предельно большого (9.6 мм). Начальные точки на ветвях колебаний отмечены ромбами.

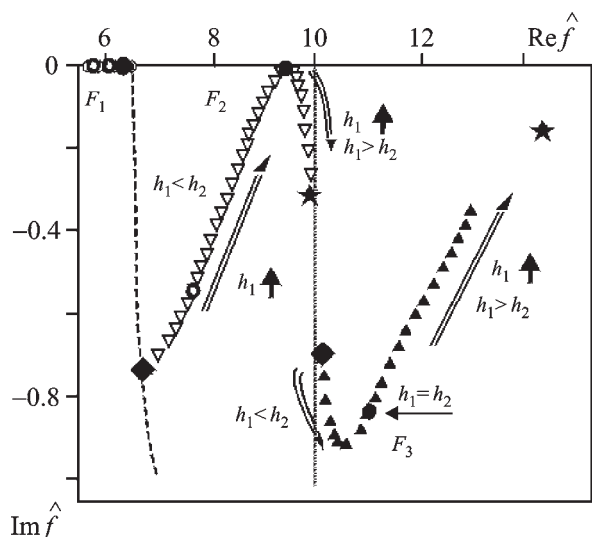


Рис. 3. Поведение собственных колебаний резонансной секции с разновысокими стержнями в комплексной области частот при изменении размера зазора над одним из штырей: стрелками вдоль кривых показаны направления смещения частот при изменении параметра  $h_1$ ; ромбами и звездочками отмечены соответственно начальные и конечные точки на ветвях колебаний

В этих точках высота одного из штырей практически равна высоте прямоугольного волновода. Конечные точки на ветках колебаний отмечены звездочками. В этих точках один из штырей представляет собой небольшой выступ.

Начальная точка ветви первого колебания находится практически на разрезе  $d_{H_{10}} = (\text{Re } \hat{f})^2 + (\text{Im } \hat{f})^2 - (f_{cut}^2(H_{10}))^2$ . От этой точки частота второго колебания по параболической траектории смещается к реальной оси и касается ее при  $h_1 = h_2$  (случай разновысоких штырей). Затем, тоже по параболической траектории, частота колебания уходит от реальной оси и на финальном этапе “скользит” вдоль некоей виртуальной границы, не пересекая ее. Этому участку параметрической кривой отвечает секция, один из штырей которой представляет собой небольшой выступ, слабо возмущающий электромагнитное поле. Это возмущение влияет только на значение собственной добротности второго колебания. При этом заметно изменяется мнимая (но не реальная часть) его комплексной частоты.

В начальной точке ветви третьего колебания реальная часть его комплексной частоты немного больше реальной части комплексной частоты второго колебания в его предельной оконечной точке. При этом мнимая часть его комплексной частоты примерно равна мнимой части комплексной частоты второго колебания в его предельной начальной точке.

От этой точки частота третьего колебания по параболической траектории смещается от реальной оси вниз и достигает своего предельного значения при  $h_1 = h_2$  (случай разновысоких штырей). Затем по параболической траектории частота колебания сдвигается с уменьшающейся своей мнимой частью в многомодовую высокочастотную область, стремясь в окрестность значения 16 ГГц. Таким образом, в случае предельного значения зазора над одним из штырей структура представляет собой одиночный смещенный штырь с небольшим выступом рядом. При этом на комплексной плоскости, отвечающей рабочему диапазону прямоугольного волновода, остается только одно комплекснозначное антисимметричное колебание.

Таким образом, локализация резонансов отражения происходит из локализации соответствующих собственных колебаний.

Рассмотрим теперь, какое влияние на установленные закономерности оказывает изменение остальных геометрических параметров секции.

Рис. 4 иллюстрирует влияние ширины (поперечного горизонтального размера) штырей  $tx$  на динамику поведения комплексных частот собственных колебаний при изменении размера зазора  $h_1$ . В верхней и нижней части рисунка приведены параметрические зависимости реальных и мнимых частей комплексных частот собственных колебаний  $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$  для трех значений  $tx = 0.5, 3.0,$  и  $4.0$  мм. Здесь следует оговориться, что штыри с шириной  $tx = 3.0,$  или  $4.0$  мм уместнее называть вставками. Однако, чтобы не нарушать общности принятой в статье терминологии, и в этом случае будет использован термин “штырь”.

Как видно из рис. 4, изменение ширины штырей  $tx$  приводит к некоторому низкочастотному смещению ветвей первого и второго собственных колебаний. При этом незначительно уменьшается собственная добротность второго колебания. Соответственно растет абсолютное зна-

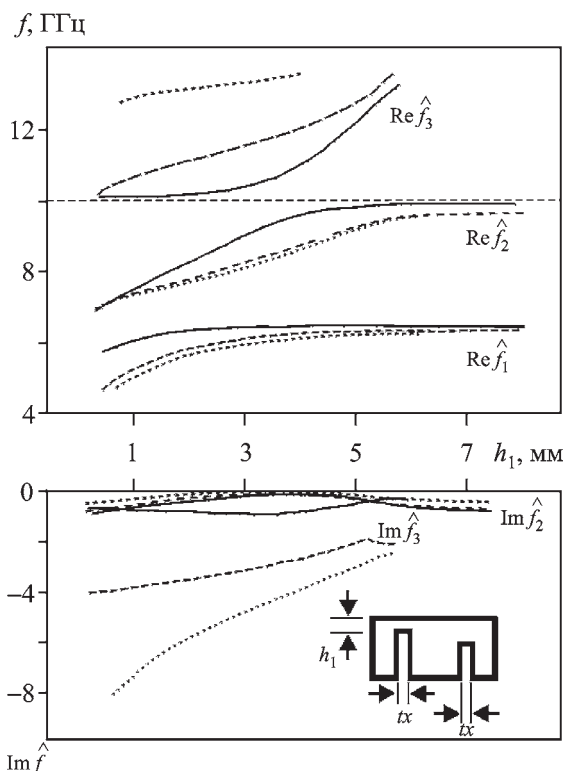


Рис. 4. Параметрические зависимости реальных и мнимых частей комплексных частот собственных колебаний  $Re \hat{f}'_1, Re \hat{f}'_2, Re \hat{f}'_3, Im \hat{f}'_1, Im \hat{f}'_2, Im \hat{f}'_3 = \varphi(h_1)$  при различных значениях ширины штырей: — —  $tx = 0.5$  мм, - - - -  $tx = 3.0$  мм, ··· -  $tx = 4.0$  мм

чение мнимой части его комплексной частоты. Количественные характеристики третьего собственного колебания изменяются в значительно большей степени. Изменение толщины штырей в диапазоне  $0.5 \div 4.0$  мм приводит к значительному (до 20 %) смещению частоты колебания в область высоких частот и значительному, в два-три раза, уменьшению его собственной добротности и, соответственно, обратно пропорциональному увеличению абсолютного значения мнимой части частоты.

Похожие зависимости были получены и при изменении длины штырей  $t$ . Рис. 5 иллюстрирует низкочастотное смещение ветвей всех трех собственных колебаний. Как и в предыдущем случае, наблюдается незначительное уменьшение собственной добротности второго колебания и соответствующий рост абсолютного значения мнимой части его комплексной частоты. И в этом случае количественные характеристики третьего собственного колебания изменяются в значительно большей степени. Изменение длины штырей в диапазоне  $0.5 \div 4.0$  мм приводит к смещению (до 10 %) частоты колебания, но уже в область низких частот и к существенному (до двукратного) уменьшению его собственной добротности и, соответственно, обратно пропорциональному увеличению абсолютного значения мнимой части частоты.

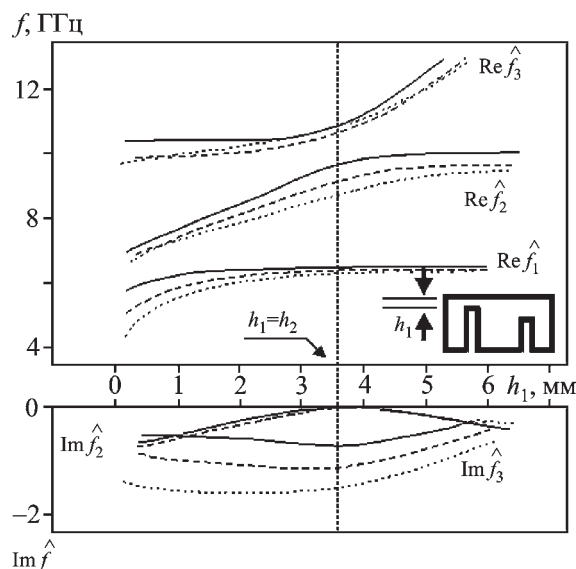


Рис. 5. Параметрические зависимости реальных и мнимых частей комплексных частот собственных колебаний  $Re \hat{f}_1, Re \hat{f}_2, Re \hat{f}_3, Im \hat{f}_1, Im \hat{f}_2, Im \hat{f}_3 = \varphi(h_1)$  при различных значениях ширины штырей: — —  $t = 0.5$  мм, - - - -  $t = 2.0$  мм, ··· -  $t = 4.0$  мм

### 3. Выводы

Результаты решения спектральной задачи для волноводной секции с двумя разновысокими штырями можно обобщить следующим образом.

Нарушение симметрии исследуемой структуры путем изменения высоты одного из штырей приводит к формированию частотной характеристики с множественными резонансами полного отражения.

Вызванные нарушением симметрии структуры резонансы отражения – это те же (что и в случае симметричных штырей) резонансы на запертых модах. Условием их возникновения тоже является реализация режима  $N_1 \rightarrow (N_2 > N_1) \rightarrow N_1$ . Отличительной особенностью реализации резонансного отражения является разный (несовпадающий) тип симметрии волн, принимающих участие во внутреннем электродинамическом взаимодействии, и, соответственно, неодинаковый тип симметрии ассоциируемых с ними собственных колебаний.

Выявлена локализация резонансов отражения, непосредственно связанная с локализацией соответствующих собственных колебаний. Обнаружение этого эффекта и выяснение причины его возникновения стало возможным именно благодаря исследованию спектральных характеристик.

С точки зрения практических приложений это означает, что процедура синтеза фильтров со сложной частотной характеристикой с дополнительными полюсами запирающего имеет ограничение. Порождаемые вертикальной диссимметрией структуры резонансы полного отражения (иначе, полюсы запирающего) могут быть внесены только в низкочастотную часть частотной характеристики, слева от полосы пропускания фильтра. С другой стороны, точное знание физических ограничений, накладываемых на процесс синтеза, не только упрощает сам процесс синтеза, но и позволяет предложить другие, зачастую более простые, конструктивные решения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosenberg U. and Amari S. A novel band-reject element for pseudoelliptic bandstop filters // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2007. – Vol. 55, No. 4. – P. 742–746.
2. Bekheit M., Amari S., Menzel W., and Rosenberg U. Design of bandstop filters using cylindrical metallic posts // Proc. of European Microwave Conference. – Munich (Germany). – 2007. – P. 870–873.
3. Kirilenko A. A., Kulik D. Yu., Mospan L. P., Rud L. A. Two notched band two post waveguide section // Proc. of Int. Conference on MMET. – Odessa (Ukraine). – 2008. – P. 164–166.

4. Кириленко А. А., Кулик Д. Ю., Моспан Л. П., Рудь Л. А. Резонансы отражения волноводной секции с двумя разновысокими стержнями // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2008. – Т. 13, № 2. – С. 154–158.
5. Politi M. and Fossati A. Direct coupled waveguide filters with generalized Chebyshev response by resonating coupling structures // Proc. of European Microwave Conference. – Rome (Italy). – 2010. – P. 966–969.
6. Tomassoni C. and Sorrentino R. A new class of pseudo-elliptic waveguide filters using resonant posts // Digest of IEEE MTT-S International Microwave Symposium. – Montreal (Canada). – 2012. – P. 1–3.
7. Bastioli S., Marcaccioli L., and Sorrentino R. Waveguide pseudoelliptic filters using slant and transverse rectangular ridge resonators // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2008. – Vol. 56, No. 12. – P. 3129–3136.
8. Rud' L. A., Sirenko Yu. K., Yatsik V. V., and Yashina N. P. A Spectral method of analyzing the effects of total wave transformation by open-periodic and waveguide resonators // Radiophys. Quantum Electron. – 1988. – Vol. 31, No. 10. – P. 894–899.
9. Кириленко А. А., Яшина Н. П. О связи резонансов на “запертых” модах с возбуждением квазисобственных режимов незамкнутых объемов // Письма в ЖТФ. – 1980. – Т. 6, № 12. – С. 1512–1515.
10. Моспан Л. П., Кулик Д. Ю., Приколотин С. А., Кириленко А. А. Спектральные характеристики прямоугольной волноводной секции с парой разновысоких прямоугольных штырей // Радиофизика и электроника. – 2013. – Т. 4(18), № 3. – С. 3–12.
11. Prikolotin S. A., Steshenko S. A., Kulik D. Yu., Rud L. A., and Kirilenko A. A. Fast full 3D EM CAD of waveguide units based on the generalized mode-matching technique // Proc. of Int. Conference on MMET. – Kharkiv (Ukraine). – 2012. – P. 109–112.
12. Kirilenko A. A. and Tysik B. G. Connection of S-matrix of waveguide and periodical structures with complex frequency spectrum // Electromagnetics. – 1993. – Vol. 13, No. 3. – P. 301–318.

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

Інститут радіофізики та електроніки  
ім. А. Я. Усикова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

#### СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОКУТНОЇ ХВИЛЕВОДНОЇ СЕКЦІЇ З ДВОМА РІЗНОВИСОКИМИ ПРЯМОКУТНИМИ СТРИЖНЯМИ

Досліджено природу резонансів повного відбиття, які формує хвильоводна секція з двома разновисокими прямокутними стрижнями, симетрично розташованими вздовж широкої стінки прямокутного хвильовода. Дослідження виконано в межах спектральної теорії відкритих хвильоводних резонаторів. Резонанси повного відбиття інтерпретуються як результат збудження в резонансній секції власних коливань комплексної частоти. Вивчено динаміку поведінки частот власних коливань на комплексній площині зі зміною всіх геометричних параметрів секції. Зіставлено дифракційні та спектральні характеристики. Проаналізовано внесок власних коливань у формування час-

тотної характеристики. Показано, що положення кожного резонансу відбиття і його добротність визначаються з високою точністю за значенням комплексної частоти одного з власних коливань, що беруть участь у його формуванні.

*L. P. Mospan, S. A. Prikolotin, S. O. Steshenko,  
and A. A. Kirilenko*

O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
12, Akad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

SPECTRAL PROPERTIES OF A RECTANGULAR  
WAVEGUIDE SECTION WITH TWO UNEVEN  
RECTANGULAR POSTS

The nature of the resonances of total reflection being provided  
by a waveguide section with two uneven rectangular posts ar-

ranged symmetrically along the broad wall of a rectangular guide was investigated. The study was performed within the spectral theory of open waveguide resonators. Total reflection resonances were interpreted as the result of excitation of two natural oscillations. The behavior dynamics in the complex plane was examined for the natural oscillations while varying all the geometric parameters of the section. Diffraction and spectral characteristics were compared. The contribution of each natural oscillation into formation of the frequency response was estimated. It was shown that the position of each reflection resonance and its quality factor were evaluated with a high accuracy by the complex frequency of one natural oscillation participating in its formation.

*Статья поступила в редакцию 24.09.2013*