

УДК 537.874.2:  
621.372.851.3

Л. П. МОСЬПАН

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

## СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПОДХОД К ОЦЕНКЕ РЕЗОНАНСОВ ОТРАЖЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СЕКЦИИ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ШТЫРЕМ

*Выявление физических явлений, порождающих различные резонансные эффекты, является залогом успешного проектирования частотно-селективных устройств на их основе. В работе исследована природа резонанса полного отражения, формируемого волноводной секцией прямоугольного сечения с прямоугольным штырем. В рамках спектральной теории открытых волноводных резонаторов волноводная секция рассмотрена как одноканальный многомодовый резонатор. Предложена интерпретация резонанса полного отражения как результата возбуждения в резонаторе собственных колебаний комплексной частоты. Выявлена трансформация резонансного режима, поясняющая резонансное отражение падающей волны симметричными структурами. Установлено, что положение резонанса и его добротность могут быть оценены с высокой точностью по значению комплексной частоты одного собственного колебания. Показано, что количественные оценки частоты и добротности резонанса отражения, полученные в рамках спектральной теории открытых волноводных резонаторов, на порядок точнее оценок, найденных в рамках классического подхода. Полученные результаты позволяют более эффективно моделировать полосовые запирающие фильтры со сложными частотными характеристиками.*

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

### 1. Введение

Усилия разработчиков современных волноводных фильтров в настоящее время сосредоточены на снижении их массогабаритных показателей при сохранении высокоэффективных рабочих характеристик. Достижение требуемого результата осуществляется путем более “тонкого”, целенаправленного использования и (или) модификации характеристик рассеяния уже известных узлов. Пример удачной реализации такого подхода – разработка полосовых фильтров, ключевыми элементами которых являются металлические стержни. Целый ряд фильтров на основе секций со вставками был предложен в последние пять лет [1–4]. Эти фильтры имеют компактные размеры и формируют сложную многорезонансную характеристику. Оценка рабочих характеристик этих фильтров для их последующего оптимизационного синтеза выполняется с помощью анализа модового состава соответствующих гребневых волноводов. Приближенные оценки, выполненные этим методом (для краткости в дальнейшем назовем его модовым), дают в той или иной мере приемлемое начальное приближение для последующего применения оптимизационных процедур. Вместе с тем необходимо от-

метить, что физическая природа резонансных явлений в таких волноводных секциях остается неясной. Более того, некоторые резонансные эффекты, как, например, резонансное отражение падающей волны симметричными структурами, в рамках классического модового анализа интерпретируются неоднозначно. Преодолеть эту неоднозначность возможно в рамках другого подхода, а именно спектральной теории открытых волноводных резонаторов [5–8]. В соответствии с названием этого подхода рассеивающая неоднородность описывается ее спектральными характеристиками. Совместный сравнительный анализ дифракционных и спектральных характеристик неоднородности позволяет выявить как основные закономерности резонансного явления, так и его физическую природу.

Отрезок волноводного тракта с прямоугольным штырем внутри представляет собой двухплечую волноводную структуру. В рамках спектральной теории ему ставится в соответствие объемный резонатор с подключенными к нему полубесконечными волноводами. Специфический открытый волноводный резонатор, нагруженный на регулярные волноводы, образован областью связи между регулярными волноводами в виде регулярного отрезка гребневого волновода. Незамкнутые преобразующие границы,

а именно плоскостные сочленения гребневого и прямоугольного волноводов, обеспечивают возможность регулировать преобразование различных типов колебаний внутри резонансного объема и степень связи с нагруженными волноводами.

В рамках спектральной теории резонатор описывается своим спектральным портретом или спектром. Спектральный портрет – это совокупность нетривиальных решений однородной краевой задачи, рассматриваемых на комплекснозначных частотах и называемых собственными колебаниями поля. Комплексные собственные частоты совпадают с корнями конечномерных детерминантов соответствующих однородных операторных уравнений второго рода.

Резонансные пики на частотной характеристике волноводного рассеивателя интерпретируются как результат возбуждения в резонансном объеме соответствующего открытого волноводного резонатора одного или нескольких собственных колебаний. Наиболее известными явлениями, исследованными в рамках спектрального подхода, являются резонансы отражения на запертых модах [7], впервые выявленные в простых расширениях волноводного тракта. Отрезок прямоугольного волновода со вставкой – это разновидность электрического расширения тракта. Соответственно, естественно предположить существование резонансов на запертых модах и в такой структуре.

С нашей точки зрения, именно ясное понимание физической природы резонансных явлений делает синтез фильтров с заданными характеристиками более содержательным и эффективным. В статье показано, что количественные оценки резонансов отражения, полученные в рамках спектральной теории, в несколько раз точнее оценок, которые дает классический подход. Более того, высокоточная оценка реализуется в широком диапазоне изменения геометрических параметров, соответствующем всему рабочему диапазону частот.

Численные результаты, представленные в статье, получены в рамках программного пакета MWD-II [9]. Последний использует известные 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.

## 2. Результаты численного моделирования и обсуждение

Рассмотрим задачу дифракции волны  $H_{10}$  прямоугольного волновода на прямоугольном штыре, установленном в поперечном сечении прямоугольного волновода на расстоянии  $dx$  от его левой узкой стенки. Сечение волновода  $a \times b = 23 \times 10$  мм<sup>2</sup>. Толщина металлической вставки  $t = 1$  мм. Ширина  $tx = 0.5$  мм и высота  $b - h = 6.4$  мм (где  $h$  – размер зазора над вставкой).

Результаты численного моделирования дифракционных характеристик представлены на рис. 1. В его верхней части приведены амплитудно-частотные характеристики для четырех разных

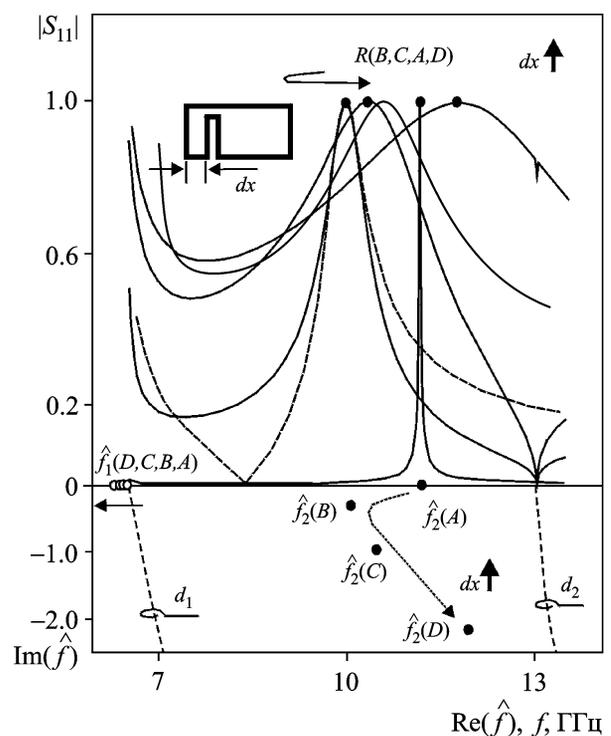


Рис. 1. Дифракционные и спектральные характеристики прямоугольной волноводной секции со штырем. Частотные характеристики модуля коэффициента отражения  $H_{10}$ -волны для четырех характерных значений  $dx = 0.2, 3.0, 6.6$  и  $11.2$  мм представлены в верхней части сплошными кривыми с маркерами  $R(A, B, C, D)$ . Положение собственных колебаний  $\hat{f}_{1,2}(A, B, C, D)$  на комплексной плоскости  $(\text{Re}(\hat{f}), \text{Im}(\hat{f}))$  приведено в нижней части рисунка. Штриховая кривая в верхней части рисунка – частотная характеристика секции при  $dx = 3.0$  мм, восстановленная по значениям  $\hat{f}_1(B)$  и  $\hat{f}_2(B)$ . Штриховые кривые в нижней части рисунка – разрезы  $d_1, d_2$ , ограничивающие первый лист поверхности Римана

значений  $dx = 0.2, 3.0, 6.6$  и  $11.2$  мм. Во всех рассмотренных случаях волноводная секция формирует частотную характеристику с резонансом полного отражения. Точки полного отражения  $R(A, B, C, D)$  на кривых отмечены кружками. При увеличении расстояния  $dx$  частота резонанса отражения  $f(R)$  изменяется нелинейно, а добротность резонанса  $Q$ , определенная по уровню половинной мощности, монотонно уменьшатся. В случае  $dx = 11.2$  мм уместно говорить только об условной добротности ( $Q = 2.7$ ), но точка полного отражения на характеристике сохраняется. Отметим, что резонанс полного отражения будет наблюдаться и в случае симметричной секции ( $dx = 11.25$  мм). Частотная характеристика в этом случае практически идентична характеристике в случае  $D$ , исключая резонансный скачок на частоте отсечки второй волны прямоугольного волновода.

Особенности поведения поля в резонансных точках дают представление о физических процессах, порождающих резонансные явления. Исследование этих полей составляет основу идентификации и классификации резонансных режимов. Упрощенные картины распределения поперечного электрического поля в волноводной секции на частоте резонанса отражения схематически приведены на рис. 2 (первый горизонтальный ряд). Из рис. 2 видно, что в случае сильно смещенных штырей,  $A$  и  $B$ , в распределениях полей имеются две вариации поля с ярко выраженной антисимметричной ориента-

цией вдоль широкой стенки волноводной секции. Когда расстояние  $dx$  становится больше  $a/3$ , картина поля начинает трансформироваться. В случае  $D$  небольшого смещения штыря от горизонтальной оси симметрии волновода в распределении поля наблюдается одна вертикальная и одна горизонтальная вариации. Это свидетельствует о значительном вкладе квази- $H_{20}$ -волны секции в формирование резонансного режима и его последующую трансформацию. Здесь следует отметить, что из-за малости продольных размеров секции говорить о формировании колебания какого-либо типа внутри резонатора нецелесообразно, поэтому мы будем оперировать понятием резонансного режима как результата сложного электродинамического взаимодействия волн секции между собой.

Рассмотрим более подробно модовый состав исследуемой секции, для чего обратимся к рис. 3.

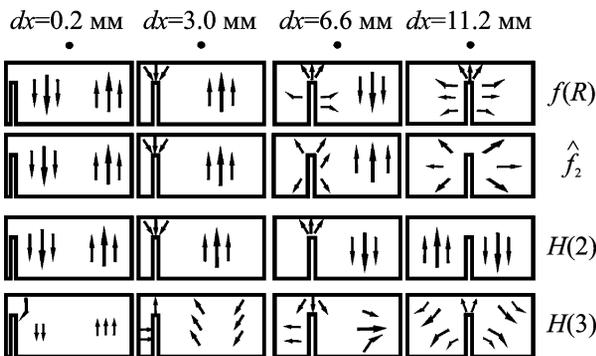


Рис. 2. Картины распределения поперечного электрического поля в волноводной секции для фиксированных значений параметра  $dx$ : поле на частоте резонанса отражения  $f(R)$ , поле второго собственного колебания на комплексной частоте  $\hat{f}_2$ , поля второй  $H(2)$  и третьей  $H(3)$  волн гребневой секции – соответственно первая–четвертая строки

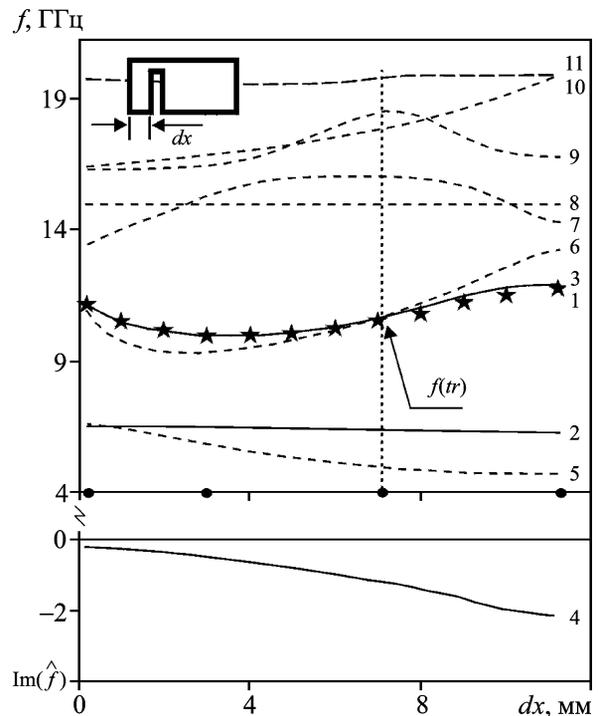


Рис. 3. Сопоставление характеристик рассеяния резонансной секции с прямоугольным штырем и спектральных характеристик соответствующего открытого волноводного резонатора: кривая 1, образованная звездочками, – положения резонанса отражения  $f(R)$ ; черные сплошные кривые 2–4 – параметрические зависимости реальных и мнимой частей комплексных частот собственных колебаний  $\text{Re}(\hat{f}_1)$ ,  $\text{Re}(\hat{f}_2)$ ,  $\text{Im}(\hat{f}_2)$ ; штриховые кривые 5–11 – частоты отсечки первых нескольких волн волноводной секции

Параметрические зависимости частот отсечки первых нескольких волн соответствующего гребневого волновода приведены на рис. 3 штриховыми кривыми (5–11). Для всех значений  $dx$  частота отсечки первой  $H(1)$  волны секции  $f_{cut}(H(1))$  (кривая 5 на рис. 3) всегда меньше частоты отсечки основной волны подводящего тракта. Здесь маркер  $H(1)$  означает тип и порядковый номер волны (моды) в волноводном базисе. Частота отсечки  $f_{cut}(H(1))$  монотонно уменьшается с ростом  $dx$ . Картина распределения поля этой волны всегда имеет ярко выраженный симметричный характер с одной вариацией поля вдоль широкой стенки секции. Частота отсечки второй волны  $f_{cut}(H(2))$  секции (кривая 6 на рис. 3) меняется нелинейно. Динамика ее изменения качественно согласуется с динамикой изменения частоты резонанса отражения  $f(R)$  (кривая 1 на рис. 3).

В широком диапазоне изменения параметра  $dx$  именно эта параметрическая кривая расположена рядом с параметрической кривой резонанса отражения, пересекаясь с ней в точке  $f(tr)$ , которой соответствует  $dx = 6.6$  мм. Как следует из рис. 2, картина распределения поля второй волны всегда имеет ярко выраженный антисимметричный характер с двумя вариациями поля вдоль широкой стенки секции. Параметрическая кривая частоты отсечки третьей волны секции (кривая 7 на рис. 3) находится на значительном удалении от кривых  $f(R)$  и  $f_{cut}(H(2))$ , полностью располагаясь в многомодовой области вне рабочего диапазона подводящего тракта. При увеличении  $dx$  частота  $f_{cut}(H(3))$  сначала монотонно растет. При некотором значении  $dx \approx 2.5$  мм эта кривая пересекает кривую  $f_{cut}(H(4))$ . Такое изменение взаимного положения  $f_{cut}(H(3))$  и  $f_{cut}(H(4))$  наблюдается вплоть до значения  $dx \approx 10.0$  мм, при котором частота  $f_{cut}(H(3))$  становится меньше частоты  $f_{cut}(H(4))$ . При изменении  $dx$  картина распределения поля волны  $H(3)$  непрерывно трансформируется. Обращает на себя внимание тот факт, что для малых  $dx$  в распределении поперечного поля наблюдаются две вариации поля с концентрацией одной из пучностей поля у вершины штыря. Таким образом, при малых  $dx$  в спектре секции присутствуют две волны,  $H(2)$  и  $H(3)$ , с двумя пучностями в антисимметричном распределении поля.

В широком диапазоне изменения параметра  $dx$  кривые  $f_{cut}(H(2))$  и  $f_{cut}(H(3))$  образуют подобие дуплетного расщепления и последующего схождения. Отметим, что подобное поведение кривых сохраняет свой характер и для секций с другим набором геометрических параметров. Вышеприведенные данные подтверждают, что в широком (хотя и не во всем) диапазоне изменения параметра  $dx$  наиболее существенный вклад в формирование режима резонансного отражения вносит вторая (квази- $H_{20}$ -волна секции). Однако причину трансформации поля в резонансном режиме в рамках анализа модового состава волноводной секции с большими  $dx$  однозначно установить не удалось.

Рассмотрим теперь вопрос о количественной оценке резонанса полного отражения, а именно его частоты и добротности. В рамках модового анализа оценку частоты резонанса проводят по частоте отсечки второй квази- $H_{20}$ -волны соответствующего гребневого волновода. Оценить добротность резонанса отражения при этом невозможно. Обратимся к табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены значения резонансной частоты  $f(R)$  для набора значений  $dx$  из первого столбца таблицы. Третий столбец таблицы содержит данные о точности расчета резонансной частоты  $f(R)$  по значению  $f_{cut}(H(2))$ . Очевидно, что ошибка расчета частоты  $|f_{cut}(H(2)) - f(R)|/f(R)$  достигает минимального значения в точке пересечения кривых  $f(R)$  и  $f_{cut}(H(2))$ . На краях диапазона изменения параметра  $dx$  ошибка составляет  $8 \div 10$  %. Чтобы установить, является ли эта точность оценки достаточной, обратимся к шестому столбцу табл. 1. В этом столбце приведены данные о ширине полосы резонанса по уровню половинной мощности. Для больших значений  $dx$  ширина полосы резонанса отражения составляет  $20 \div 30$  %, и оценка частоты резонанса с точностью  $8 \div 10$  % представляется приемлемой. Для малых значений  $dx$  ширина полосы резонанса отражения составляет  $2 \div 3$  %. Для таких значений оценка частоты резонанса с точностью  $8 \div 10$  % является неприемлемой, так как означает отклонение расчетной частоты на 2–3 полосы. Таким образом, можно заключить, что с точки зрения практических приложений “модовый” анализ выходных характеристик секций является приемлемым в ограни-

Таблица 1. Оценка количественных характеристик резонанса полного отражения

$dx$ , мм	$f(R)$ , ГГц	$ f_{cut}(H(2) - f(R)) /f(R)$	$ \text{Re}(\hat{f}_2) - f(R) /f(R)$	$1/\hat{Q}_2$	$1/Q$
0.2	11.17	0.02264	$2.68577 \cdot 10^{-4}$	0.00181	0.00179
1.0	10.51	0.06889	$6.85062 \cdot 10^{-4}$	0.01287	0.01266
2.0	10.17	0.07964	$1.27827 \cdot 10^{-4}$	0.03334	0.03333
3.0	10.001	0.06649	0.00082	0.0611	0.06098
4.0	9.97	0.04637	0.00201	0.09399	0.09434
5.0	10.05	0.02463	0.00433	0.12915	0.13245
6.0	10.23	0.00391	0.000906	0.16426	0.1675
7.0	10.5	0.0153	0.01337	0.19857	0.20576
8.0	10.8	0.03819	0.0205	0.23603	0.24213
9.0	11.22	0.05583	0.02614	0.27243	0.26738
10.0	11.51	0.09028	0.02266	0.32644	0.30303
11.2	11.76	0.12322	0.0127	0.35657	0.37037

ченном диапазоне изменения значений их геометрических параметров.

Перейдем к решению соответствующей спектральной задачи. 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 является бесконечнолистная риманова поверхность с точками ветвления второго порядка, соответствующими критическим частотам  $f_{cut}(n)$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) собственных волн (мод) подводющих 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. Ограничим спектральное множество исследуемой структуры решениями спектральной задачи, локализованными на первом листе римановой поверхности.

В этом случае спектральный портрет резонансной секции состоит из двух собственных колебаний. Решение соответствующей спектральной задачи в области комплексных частот  $(\text{Re}(\hat{f}), \text{Im}(\hat{f}))$  нанесено в нижней части рис. 1 кружками с маркерами  $\hat{f}_{1,2}(A, B, C, D)$ . Частота

$\hat{f}_1$  первого собственного колебания расположена на реальной оси комплексной плоскости в запредельной для подводющих волноводов частотной области. Мнимая часть частоты  $\hat{f}_1$  равна нулю. При увеличении расстояния  $dx$  частота собственного колебания  $\hat{f}_1$  уменьшается, оставаясь реальной. 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 ни электромагнитной связи с подводными трактами, ни дифракционных потерь за пределы секции. Оно является запертым в резонансном объеме секции.

Как было показано ранее [10], для структур с нарушенной симметрией второе собственное колебание – комплекснозначное. В несимметричных структурах это колебание принимает участие во внутренних взаимодействиях (с другими колебаниями), а также является дифракционно связанным с подводными трактами. При увеличении расстояния  $dx$  частота собственного колебания  $\hat{f}_2$  изменяется нелинейно. Важно отметить, что изменение частоты собственного колебания  $\hat{f}_2$  и изменение частоты резонанса полного отражения  $f(R)$  синхронизированы (на рис. 1 их миграция обозначена стрелками). Более того, реальная часть комплексной частоты  $\text{Re}(\hat{f}_2)$  колебания близка частоте резонанса полного отражения  $f(R)$ . Его собствен-

ная добротность  $\hat{Q}_2 = -\text{Re}(\hat{f}_2) / (2\text{Im}(\hat{f}_2))$  близка к добротности  $Q = f(R(B)) / \Delta f$  резонанса полного отражения, определяемой по уровню половинной мощности.

Упрощенные картины распределения поперечного электрического поля собственного колебания на комплексной частоте  $\hat{f}_2$  схематически приведены на рис. 2 (во втором ряду). Из рис. 2 видно, что в случаях *A* и *B* сильно смещенных штырей в распределениях полей имеются две вариации поля с ярко выраженной антисимметричной ориентацией вдоль широкой стенки волноводной секции. Когда расстояние  $dx$  становится больше  $a/3$ , картина поля начинает трансформироваться. В случае *D* небольшого смещения штыря от горизонтальной оси симметрии волновода в распределении поля наблюдается одна вертикальная вариация. При дальнейшем увеличении  $dx$  в распределении поля формируется и одна горизонтальная вариация поля. Сопоставление трансформации поля собственного колебания с трансформацией поля на резонансной частоте (см. первый горизонтальный ряд рис. 2) демонстрирует схожий характер их изменения. Таким образом, можно заключить, что трансформация поля на резонансной частоте вызвана трансформацией поля собственного колебания. Отметим, что распределение поля собственного колебания в случае симметричной структуры ( $dx = 11.25$  мм) такое же, как и в случае  $dx = 11.2$  мм. Таким образом, становится понятной возможность резонансного отражения падающей волны от симметричной структуры. Тип второго собственного колебания из антисимметричного первого высшего типа трансформируется в более высокий, симметричный. Колебание этого типа возможно возбудить в симметричной структуре внесением симметричной неоднородности. Идентифицировать волну, вносящую доминирующий вклад в формирование резонансного режима, позволяет предельный переход к волноводу с уменьшающейся до нуля высотой штыря. При устремлении к нулю высоты штыря частота второго собственного колебания сдвигается к реальной оси в окрестность частоты отсечки  $E_{11}$  и  $H_{11}$  волн прямоугольного волновода. Этот предельный переход иллюстрируется рис. 4. На этом рисунке показана динамика поведения спектра

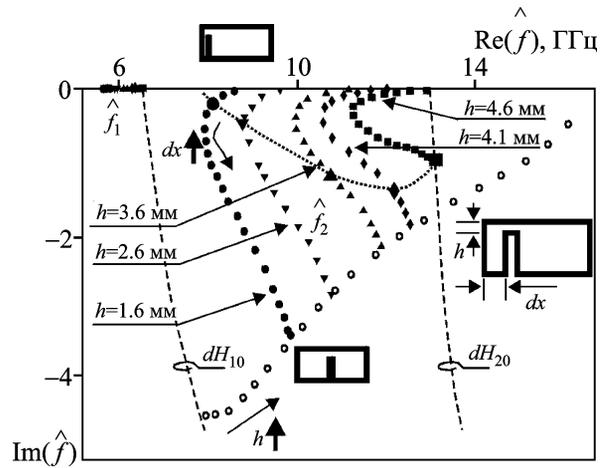


Рис. 4. Поведение собственных колебаний резонансной секции с несимметричным стержнем в комплексной области частот при изменении значения смещения стержня. Стрелка вдоль кривых показывает направление движения при изменении параметра  $dx$ . Незаполненными кружками нанесено положение второго собственного колебания симметричной структуры при устремлении к нулю высоты стержня

собственных колебаний на комплексной плоскости  $(\text{Re}(\hat{f}), \text{Im}(\hat{f}))$  при изменении положения резонансного штыря для нескольких значений его высоты. Пунктирной кривой выделена нижняя граница области, в которой второе собственное колебание идентифицируется как первое высшее, антисимметричного типа (с двумя вариациями поля вдоль широкой стенки волновода). На этой границе начинается процесс трансформации собственного колебания. Незаполненными круглыми маркерами нанесены положения собственного колебания симметричной структуры при устремлении к нулю высоты стержня. Для всех значений  $dx$  частота отсечки волны высшего типа волноводной секции, вносящей доминирующий вклад в формирование резонансного режима, принадлежит многомодовому диапазону. На резонансной частоте эта волна является нераспространяющейся, т. е. по сути реализуется резонанс на нераспространяющейся волне высшего типа. Соответствующий резонансный режим принято называть резонансом на запертых модах [7].

Оценим вклад собственных колебаний в процесс формирования резонанса полного отражения. Выражение, описывающее характеристику рассеяния открытого волноводного резонатора, аппроксимированную по набору

комплексных частот его колебаний, имеет следующий вид [8]:

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

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 геометрией  $B$  иллюстрируется в верхней части рис. 1. Сплошная кривая отвечает решению задачи дифракции, а штриховая кривая отвечает формуле (1). 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.

Детальная информация о соотношении решений задачи дифракции и спектральной задачи представлена графически на рис. 3. Сплошными кривыми приведены параметрические зависимости реальных и мнимой частей комплексных частот собственных колебаний  $\text{Re}(\hat{f}_1)$ ,  $\text{Re}(\hat{f}_2)$ ,  $\text{Im}(\hat{f}_2)$ . Обращают на себя внимание два факта. Во-первых, параметрические зависимости  $\text{Re}(\hat{f}_2)$  и  $f(R)$  близки в широком диапазоне изменения параметра  $dx$ . При этом они значительно более близки друг другу, чем зависимости  $f_{cut}(H(2))$  и  $f(R)$ . Во-вторых, графики зависимостей  $\text{Re}(\hat{f}_2)$  и  $f(R)$ , так же как и  $f_{cut}(H(2))$  и  $f(R)$ , пересекаются. Более того, все три графика пересекаются в узкой окрестности одной частотной точки. Этой частотной точке отвечает геометрия секции с  $dx = 6.6$  мм. Это именно та геометрия, в которой начинается процесс трансформации второго собственного колебания: из антисимметричного колебания с двумя горизонтальными вариациями поля в симметричное с одной вертикальной и одной горизонтальной вариациями поля.

Рассмотрим вопрос об оценке частоты и добротности резонанса полного отражения по спектральным характеристикам волноводного резонатора. Прежде всего, отметим, что, в отличие от “модового” анализа, в рамках спектральной теории оценка добротности резонанса от-

ражения возможна. Добротность резонанса  $Q$  на реальной частоте оценивается по добротности  $\hat{Q}_2 = -\text{Re}(\hat{f}_2)/(2\text{Im}(\hat{f}_2))$  соответствующего собственного колебания с комплексной частотой  $\hat{f}_2$ . Обратимся к табл. 1. В пятом столбце таблицы приведены значения  $1/\hat{Q}_2$ . Сопоставление их с данными о ширине полосы  $1/Q$  резонанса отражения, приведенными в шестом столбце, демонстрирует высокую степень совпадения во всем диапазоне изменения параметра  $dx$ . Так, для низкодобротных резонансов (с шириной полосы порядка  $20 \div 30$  %), ошибка оценки не превышает одной десятой ширины полосы. Такая же высокая степень оценки имеет место и для высокодобротных резонансов с шириной полосы  $2 \div 5$  %. И здесь ошибка оценки не превышает одной десятой ширины полосы.

Перейдем к оценке резонансной частоты  $f(R)$ . Четвертый столбец таблицы содержит данные о точности расчета резонансной частоты  $f(R)$  по значению реальной части комплексной частоты  $\hat{f}_2$  второго собственного колебания. И здесь ошибка расчета частоты  $|\text{Re}(\hat{f}_2) - f(R)|/f(R)$  достигает минимального значения в точке пересечения кривых  $f(R)$  и  $\text{Re}(\hat{f}_2)$ , практически совпадающей с точкой пересечения кривых  $f(R)$  и  $f_{cut}(H(2))$ . Для низкодобротных резонансов (с шириной полосы порядка  $20 \div 30$  %) ошибка оценки не превышает 3 % (т. е. одной десятой полосы), а значит, такая оценка в  $5 \div 10$  раз точнее, чем “модовая” оценка. Такая же высокая степень оценки имеет место и для высокодобротных резонансов с шириной полосы  $2 \div 5$  %. Ошибка оценки на порядок меньше, чем “модовая” оценка. Она не превышает одной десятой ширины полосы. Таким образом, можно заключить, что с точки зрения практических приложений “спектральная” оценка выходных характеристик секций в несколько раз точнее, чем “модовая”. Важно отметить, что высокая степень оценки реализуется в широком диапазоне изменения значений геометрических параметров.

### 3. Выводы

Результаты выполненного исследования можно обобщить следующим образом. Был проведен сопоставительный анализ характеристик рассея-

ния прямоугольной волноводной секции с одним штырем, установленным в широкой стенке волновода. Использование спектральной теории открытых волноводных резонаторов позволило выявить физическую причину резонанса полного отражения, формируемого такой секцией. Показано, что резонанс отражения – это известный резонанс на запертой моде, который является откликом волноводной системы на возбуждение в ее резонансном объеме собственных колебаний комплексной частоты. Установлено, что знания комплексной частоты только одного собственного колебания достаточно, чтобы оценить добротность и частоту резонанса с высокой точностью. Выявлен эффект трансформации типа этого собственного колебания из первого высшего антисимметричного в более высокий симметричный. Этот эффект в рамках классического подхода выявить невозможно. Именно трансформация собственного режима объясняет возможность резонансного отражения падающей волны симметричными структурами.

Показано, что в рамках спектральной теории удастся оценить не только частоту, но и добротность резонанса. Последнее невозможно в рамках классического подхода. В отличие от классического подхода, высокоточная оценка количественных характеристик резонанса возможна в широком диапазоне изменяемого геометрического параметра. При этом точность такой оценки на порядок выше, чем точность классической оценки, что особенно важно на этапе предварительного синтеза полосовых фильтров с заданными характеристиками.

## 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. *Кириленко А. А., Кулик Д. Ю., Мосьпан Л. П., Рудь Л. А.* Резонансы отражения волноводной секции с двумя равновысокими стержнями // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2008. – Т. 13, № 2. – С. 154–158.
3. *Politi M. and Fossati A.* Direct coupled waveguide filters with generalized Chebyshev response by resonating coupling structures // Proc. of European Microwave Conference. – Roma (Italy). – 2010. – P. 966–969.
4. *Tomassoni C. and Sorrentino R.* A new class of pseudoelliptic waveguide filters using dual-post resonators // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2013. – Vol. 61, No. 6. – P. 2332–2339.
5. *Shestopalov V. and Shestopalov Yu.* Spectral Theory and Excitation of Open Structures. – London: Peter Peregrinus, 1996. – 399 p.
6. *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.
7. *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.
8. *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.
9. *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. Conf. on MMET. – Kharkov (Ukraine) – 2012. – P. 109–112.
10. *Мосьпан Л. П., Приколотин С. А., Стешенко С. А., Кириленко А. А.* Спектральные характеристики прямоугольной волноводной секции с двумя равновысокими прямоугольными штырями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. – Т. 18, № 4. – P. 349–356.

*Л. П. Мосьпан*

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

## СПЕКТРАЛЬНИЙ ПІДХІД ДО ОЦІНКИ РЕЗОНАНСІВ ВІДБИТТЯ У ПРЯМОКУТНІЙ ХВИЛЕВОДНІЙ СЕКЦІЇ З ПРЯМОКУТНИМ СТРИЖНЕМ

Виявлення фізичних явищ, що породжують різні резонансні ефекти, є запорукою успішного проектування на їх основі частотно-селективних пристроїв. У роботі досліджено природу резонансу повного відбиття, формованого хвилеводною секцією прямокутного перерізу з прямокутним стрижнем. В межах спектральної теорії відкритих хвилеводних резонаторів хвилеводну секцію розглянуто як одноканальний багатомодовий резонатор. Запропоновано інтерпретацію резонансу повного відбиття як результату збудження в резонаторі власних коливань комплексної частоти. Виявлено трансформацію резонансного режиму, що пояснює резонансне відбиття падаючої хвилі симетричними структурами. Встановлено, що частота резонансу та його добротність можуть бути оцінені з високою точністю за значенням комплексної частоти одного власного коливання. Показано, що кількісні оцінки частоти та добротності резонансу відбиття, отримані в рамках спектральної теорії відкритих хвилеводних резонаторів, на порядок точніше оцінок, знайдених за класичним підходом. Отримані результати дозволяють ефективніше моделювати смугові запираючі фільтри зі складними частотними характеристиками.

*L. P. Mospan*

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

SPECTRAL APPROACH TO ESTIMATION OF  
REFLECTION RESONANCES IN A RECTANGULAR  
WAVEGUIDE WITH A RECTANGULAR POST

Revealing the physical phenomena causing various resonant phenomena is a key to successful design of frequency selective structures. Within the frames of the spectral theory of open waveguide resonators, the nature of the total reflection resonance formed by a rectangular waveguide section with a rectangular post inside is studied. The waveguide section is considered

as a single-channel multimode resonator. An interpretation of the total reflection resonance is suggested as a result of excitation of natural oscillations in the resonator. Transformation phenomenon for the resonant mode explaining the resonant reflection of the incident wave by symmetric structures is revealed. It is established that the resonant frequency and quality-factor are estimated precisely by the complex frequency of a single natural oscillation. It is shown that quantitative estimations for the reflection resonance obtained within the spectral theory of open waveguide resonators are in order of magnitude more precise than those obtained within the classical approach. The results obtained make synthesis of bandstop filters, possessing complicated frequency behavior, to be more efficient.

*Статья поступила в редакцию 06.05.2014*