

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЧ

УДК 537.874.6

РЕЗОНАНСНЫЕ РЕЖИМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДВУХМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭКРАНА, ПЕРФОРИРОВАННОГО КРУГЛЫМИ ЗАПРЕДЕЛЬНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

А. О. Перов, А. А. Кириленко, С. Л. Сенкевич

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: perov@ire.kharkov.ua

Рассмотрены закономерности, проявляющиеся при рассеянии плоской волны на двухмерно-периодическом перфорированном экране с несколькими запердельными отверстиями на периоде. Показано, что, в отличие от одноэлементных экранов (с одним отверстием на периоде), такие экраны обладают двойственными свойствами – в одноволновом диапазоне они могут обеспечить как режимы полного прохождения, так и режимы полного отражения. Объяснение подобному резонансному поведению дано с позиций спектральной теории. Показано, что сама структура спектра комплексных частот многоэлементного экрана как открытого резонатора уже заложена в спектре простого «одноэлементного» экрана при рассмотрении модели с макропериодом, который охватывает несколько одинаковых ячеек. Исследованы низшие собственные колебания многоэлементных экранов, вызванные различными типами сбоев геометрии ячеек. В рамках простой аппроксимационной модели, описывающей зависимость резонансного отклика как функцию спектра собственных частот низших колебаний, проанализированы возможные типы характеристик рассеяния в одноволновом диапазоне. Ил. 9. Библиогр.: 23 назв.

Ключевые слова: метод частичных областей, двухмерно-периодические структуры, резонансное рассеяние, собственные колебания, запердельные отверстия.

Интерес к исследованию свойств перфорированных экранов с запердельными отверстиями существенно возрос после того, как было обнаружено, что и здесь возможны режимы резонансного взаимодействия с полем падающей волны, приводящие к полному или частичному (вследствие омических потерь) прохождению поля через экран («*enhanced transmission phenomenon*»). Изначально подобные всплески коэффициента прохождения были обнаружены в экспериментах, которые проводились в оптическом диапазоне для экранов, изготовленных из серебра на кварцевой подложке, периодически перфорированных круглыми отверстиями. При этом появление резонансных всплесков связывалось исключительно с «поверхностными плазмонами-поляритонами», возбуждаемыми на поверхности неидеальных металлов [1–3]. Позднее подобное поведение было исследовано и в других диапазонах [4, 5], и для экранов других конфигураций [6, 7], что подтвердило: данное явление является общим как для оптики, так и для микроволн, где металлы близки к идеальным и вопрос о плазмонах-поляритонах вообще не возникает. Были предложены другие модели «*enhanced transmission phenomenon*», опирающиеся на полноволновые электромагнитные модели [8, 9] или даже на теорию цепей [10]. Более того, в работах [9, 11] показано, что широко обсуждаемый эффект проникновения поля через запердельные отверстия обусловлен резонансом на таком же собственном колебании, что и в случае известных «полуволновых» резонансов в решетках со щелями или в волноводных диафрагмах. При «полу-

волновых» резонансах возбуждаемые поля сосредоточены внутри узких щелей, поперечны к их образующим, а резонансная частота в первую очередь определяется длиной щели. Наглядное отличие «*enhanced transmission phenomenon*» состоит в том, что с уменьшением продольных размеров щели поле возбуждаемого собственного колебания «вытесняется» из щели (-ей) и сосредотачивается вблизи поверхности диафрагмы или решетки, а реальная часть комплексной собственной частоты приближается «снизу» к частоте скольжения 1-й пространственной гармоники поля решетки или к критической частоте 1-й высшей волны. В результате характер поля в резонансной точке близок к полю соответствующей высшей пространственной гармоники.

С целью разработки новых устройств, композитных и метаматериалов исследуют разнообразные свойства и возможные применения экранов с запердельными отверстиями [12, 13]. Возможность управления частотой и добротностью резонансов, а также достижение требуемых характеристик является определяющим фактором для реализации конкретных устройств, но для экрана с одним отверстием в периодической ячейке возможность манипулирования его характеристиками рассеяния достаточно ограничена [14]. Расширить количество варьируемых параметров экрана и тем самым обеспечить большую свободу при задании его свойств можно получить в экранах с более сложной структурой периода (подобно тому, как это делалось для частотно-селективных объектов разного предназначения [15–17]). При этом, как будет показано да-

лее, резонансные свойства подобных экранов становятся богаче и разнообразнее.

В работе проводится анализ резонансных свойств перфорированного экрана с несколькими круглыми заперделными отверстиями на периоде, который основывается на теории собственных колебаний открытых периодических резонаторов.

Прямое обобщение закономерностей формирования резонансных откликов с учетом вклада каждого из элементов структуры в формирование резонансного отклика всей решетки достаточно сложно. Однако задачу можно упростить, если рассмотреть экран с несколькими элементами в периодической ячейке как результат введения регулярного дефекта в «крупную» ячейку, охватывающую несколько одинаковых «малых» ячеек. Изучив, как введение того или другого дефекта (смещения, изменения размеров или формы отверстий) сказывается на наборе собственных колебаний экрана и, как следствие, на резонансных характеристиках, можно судить о поведении экрана в случае произвольного набора элементов периодической ячейки. Такой подход позволит нам классифицировать низшие собственные колебания многоэлементных экранов, определяющие резонансное поведение в одноволновом диапазоне, и привлечь простые аппроксимационные формулы к описанию основных закономерностей резонансного отклика.

Далее показано, что в многоэлементных экранах с заперделными отверстиями возможна реализация не только режимов полного прохождения электромагнитного излучения, но и режимов полного отражения. В экранах с одним отверстием на периоде известная пара резонансов полного прохождения через систему заперделных отверстий определяется единственным собственным колебанием поверхности раздела «перфорированный металл – свободное пространство» [9]. В случае многоэлементных экранов все будет зависеть от некоторого набора собственных колебаний этой поверхности, и резонансы будут иметь различную природу в зависимости от наполнения периодической ячейки.

1. Постановка задачи и метод исследования. Рассмотрим идеально проводящий экран толщиной h , перфорированный круглыми отверстиями радиуса r_i с периодами l_x и l_y в направлении осей x и y соответственно (рис. 1). Решение задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на таком экране в рамках метода частичных областей [18] приводит к бесконечной системе алгебраических уравнений второго рода, связывающей амплитуды флюке-волн рассеянного поля \vec{a} с амплитудами волн падающего поля \vec{b}

$$\vec{a} + D(f)\vec{a} = \vec{b}, \quad (1)$$

где f – частота сигнала.

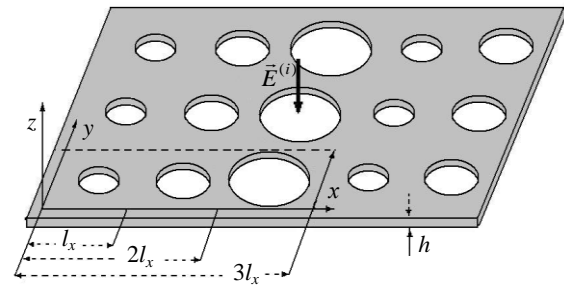


Рис. 1. Геометрия перфорированного экрана с несколькими отверстиями на периоде

Численное решение (1) методом усечения позволяет найти матрицу рассеяния анализируемой структуры, описывающую отраженные поля в базисе флюке-волн.

При анализе характеристик рассеяния будем использовать теорию собственных колебаний электродинамических структур, нагруженных на открытые пространства (каналы Флюке) [19, 20]. Экран с отверстиями рассматривается как открытый периодический резонатор, обладающий набором собственных колебаний с комплексно-значными собственными частотами, а резонансные эффекты, возникающие в задачах рассеяния, интерпретируются как реакция «резонатора» на возбуждение при реальных частотах f . Структура электромагнитных полей собственных колебаний определяется нетривиальными решениями однородного операторного уравнения (1) в точках комплексных собственных частот.

Учитывая, что полный спектр собственных частот определен на многолистной Римановой поверхности, даже учет только собственных частот, расположенных на основном (физическом) листе римановой поверхности [21], дает возможность построить простые зависимости характеристик рассеяния экрана как функции собственных частот низших собственных колебаний. Они довольно точно определяют резонансное поведение в одноволновом диапазоне [9, 11, 22]. Так, например, модуль коэффициента прохождения плоской TM_{00} -волны, нормально падающей на экран, может быть записан в виде

$$|T_{TM_{00}TM_{00}}| = \frac{1}{2} \left| \prod_n^{Q_n^{(m)}} \frac{P^{(m)}(-f)}{P^{(m)}(f)} - \prod_n^{Q_n^{(e)}} \frac{P^{(e)}(-f)}{P^{(e)}(f)} \right|, \quad (2)$$

где

$$P_n^{(m,e)}(f) = (f - f_n^{(m,e)})(f + \overline{f_n^{(m,e)}});$$

$Q^{(m)}$ и $Q^{(e)}$ – количество учтенных при анализе собственных частот $f_n^{(m,e)}$, соответствующих симметричным и антисимметричным колебаниям относительно плоскости экрана, подчеркивание над f означает комплексное сопряжение. Далее

мы приведем ряд конкретных применений этой аппроксимационной формулы.

2. Низшие собственные колебания, определяющие резонансное поведение экрана в одноволновом диапазоне. Рассмотрим многоэлементный экран как экран, который был получен в результате введения дефектов (периодического смещения каких-либо отверстий или изменения их размера) в экран с одинаковыми отверстиями. Из условия периодичности следует, что экран с одним отверстием в периодической ячейке $l_x \times l_y$ может быть рассмотрен как экран с N такими же отверстиями в ячейках $Nl_x \times l_y$, $l_x \times Nl_y$ или $Nl_x \times Nl_y$.

При этом появляется возможность рассмотреть собственные колебания многоэлементных экранов как колебания, «происходящие» из колебаний экрана с невозмущенными одинаковыми отверстиями, и ввести их классификацию, если учесть возможную симметрию пространственных распределений поля при отсутствии фазовых сдвигов между отдельными периодическими ячейками (вдоль OX или OY).

Синфазность колебаний всех периодических ячеек, что соответствует нормальному падению в задачах возбуждения, весьма важна. При наличии симметрии у геометрии самой ячейки собственные колебания могут быть разбиты на группы, характеризующиеся наличием идеальных стенок в той или иной плоскости симметрии экрана. Это будут идеально магнитные стенки (PMW) в случае симметричных колебаний или идеально электрические (PEW) – в случае антисимметричных колебаний.

Обозначим далее собственные колебания как $(*, *, *)_{q,p}$, а собственные комплексные частоты экрана как $f_{q,p}^{eigen}(*, *, *)$, снабжая их соответствующими символами в скобках, указывающими на наличие электрической или магнитной стенки в трех возможных плоскостях симметрии экрана XOZ , YOZ или XOY . Например, (m, e, m) обозначает PMW в плоскости XOZ , PEW – в плоскости YOZ , PMW – в плоскости XOY .

При стремлении размера отверстий к нулю все собственные частоты перфорированного экрана стремятся к «собственным» частотам сплошного металлического экрана, а именно, к «точкам скольжения» пространственных гармоник [20]. Последние лежат на реальной оси, определяются только флюке-базисом, т. е. размерами избранной периодической ячейки, и задают начала разрезов на римановой поверхности комплексных частот [21]. Поэтому в обозначение

$f_{q,p}^{eigen}(*, *, *)$ введен нижний индекс q, p , который определяет ту гармонику Флюке из двумерного ряда пространственных гармоник поля над решеткой (в синфазном случае), к критической частоте которой стремится $f_{q,p}^{eigen}(*, *, *)$ при уменьшении размеров отверстий.

Будем рассматривать далее экраны с N отверстиями, расположенными вдоль оси OX в периодической ячейке $Nl_x \times l_y$ (предполагаем $l_x > l_y$). Пусть на такой экран нормально падает TM_{00} -волна, имеющая единственную E_x -составляющую электрического поля, что предопределяет поляризацию рассеянного поля и ограничивает набор возбуждаемых собственных колебаний. Поэтому далее и ограничимся анализом только тех собственных колебаний, которые определяют частотный отклик в рассматриваемом случае. Заметим, что такая постановка не ограничивает класс рассматриваемых явлений и позволяет без труда обобщить результаты как на случай возбуждения экрана TE_{00} -волной и на произвольное падение, так и на более сложные многоэлементные экраны.

Как было показано в нашей предыдущей работе [9], резонансы на TM_{00} -волне (известные как «*enhanced transmission phenomenon*») обусловлены возбуждением колебаний $(m, e, m)_{*,*}$ в случае бесконечно тонких экранов или пар колебаний $(m, e, m)_{*,*}$ и $(m, e, e)_{*,*}$ в случае перфорированных экранов конечной толщины. Колебание $(m, e, m)_{\pm 1,0}$ бесконечно тонкого металлического экрана, перфорированного круглыми отверстиями радиусом $r = 5 \text{ мм}^2$, которые образуют решетку с ячейкой $18 \times 15 \text{ мм}^2$, имеет собственную частоту $16,1074 - i0,9472 \text{ ГГц}$ и обладает антисимметричным распределением E_y - и E_z -компонент поля относительно плоскости XOZ . Расположение последовательности «стенок», параллельных плоскости YOZ вдоль оси OX , для этого простейшего колебания решетки с «одноэлементной» ячейкой схематично представлено на рис. 2, а.

Колебание имеет электрические стенки как в плоскостях, проходящих через центры отверстий, так и в плоскостях, равноудаленных от центров двух соседних отверстий. Картины собственных полей такого колебания в плоскости $z = 0,001 \text{ мм}$ (сразу над решеткой) и в плоскости $y = 7,5 \text{ мм}$ (срез по центру отверстий) представлены на рис. 3. Острый угол каждого из треугольников, изображенных на рисунке, указывает на направление вектора электрического поля в

данной пространственной точке, а размер треугольника – на его величину.

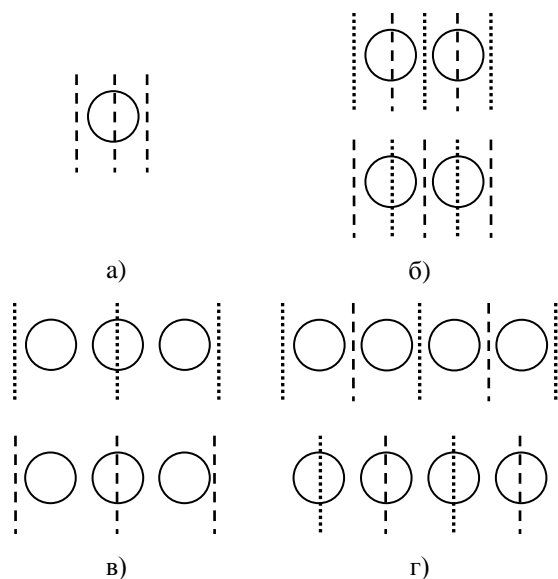


Рис. 2. Схематичное расположение электрических (штриховые линии) и магнитных (пунктирные линии) стенок в распределениях полей низших колебаний решеток с одним (а), двумя (б), тремя (в) и четырьмя (г) одинаковыми отверстиями на периоде

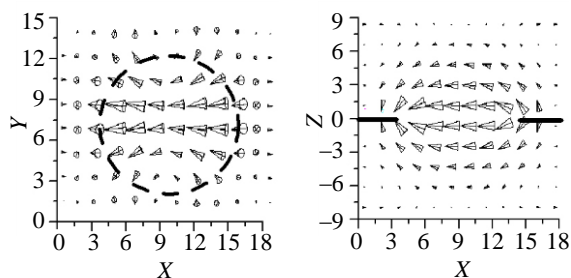


Рис. 3. Поле основного колебания решетки с «одноэлементарной» ячейкой $l_x \times l_y = 18 \times 15 \text{ мм}^2$

Разумеется, если рассматривается решетка с «макропериодом», охватывающим сразу несколько периодов регулярной решетки с одинаковыми отверстиями, то в спектре ее собственных частот будет присутствовать и указанная выше частота $16,1074 - i0,9472 \text{ ГГц}$, соответствующая колебанию, которое описывается набором из N элементарных «картинок» вида (рис. 3). Однако такое колебание теперь относится к разряду «высших» колебаний, характеризующихся большим числом вариаций поля вдоль осей.

Появление в математической модели «большого» периода приведет к новым низшим собственным колебаниям, обладающим минимальным числом вариаций поля вдоль границ новой периодической ячейки. Ясно, что в числе низших могут быть и колебания, характеризующиеся не только электрическими стенками в

плоскостях симметрии, но и магнитными (схематично распределения электрических и магнитных стенок в плоскостях симметрии показаны на рис. 2, б–г). При этом из условий симметрии ячейки и трансляционной симметрии можно получить такие общие закономерности:

- наличие PEW (PMW) в центре периодической ячейки предопределяет наличие такой же стенки на ее границах;
- для колебаний решетки с макроячейками, четных N , симметрией будут обладать и распределения поля на половине периода (см., например, рис. 2, б). При этом PMW (PEW) будут размещаться между соседними PEW (PMW).

Низшие собственные колебания регулярной решетки с макропериодом существуют только в таких моделях, имеют реальные собственные частоты и никак не проявляют себя на дифракционных характеристиках регулярной решетки с $N=1$. Из однородного уравнения (1), соответствующего условию периодичности для ячейки $l_x \times l_y$, данные колебания не могут быть найдены.

Решив спектральную задачу для структур с макропериодом $N \neq 1$, можно найти эти недостающие колебания, проследить их динамику с ростом сбойя и дать основу для интерпретации амплитудно-частотной характеристики (АЧХ).

Таким образом, рассматривая экран как физический объект, получаем для задач рассеяния на нем не одну математическую модель, а целый набор таких моделей (в принципе бесконечный), отличающихся размером выделяемой периодической ячейки, которая может включать в себя любое количество ячеек минимальных размеров. Естественно, что задачи рассеяния, рассмотренные на любом из периодов $Nl_x \times Nl_y$ и т. д., дают один и тот же «физический» результат. В то же время введение нового условия периодичности в задаче на собственные значения приводит к возникновению нового подмножества собственных колебаний, которое определяет резонансное поведение экрана при новом периоде, появившемся в результате регулярного «сбоя» ячейки.

Поэтому в случаях, когда в круг исследуемых вопросов попадает и влияние «периодического сбоя» геометрии решетки, для понимания физики процессов рассеяния, кроме базовой модели с ячейкой минимальных размеров, требуется рассматривать и решетки с двумя, тремя и так далее ячейками на периоде.

Пусть рассматриваемый «периодический сбой» охватывает одновременно N элементарных ячеек вдоль оси Ox . Соответствующая математическая модель будет включать условие периодичности с периодом, равным Nl_x , а предельному случаю «невозмущенной геометрии»

будет соответствовать та модель регулярной решетки, которая охватывает N одинаковых элементарных ячеек вдоль оси OX . В этом предельном случае полный период структуры будет обладать симметрией и с каждым таким периодом Nl_x можно связать пары колебаний, распределения электрического поля которых всегда можно представить в симметричном или антисимметричном виде относительно периодической ячейки Nl_x . Схематично структура этих колебаний показана на рис. 2. Если период Nl_x охватывает четное число элементарных ячеек, то в структуре колебаний можно выделить чередующиеся электрические и магнитные стенки, расположенные в плоскостях симметрии экрана на расстояниях, равных четверти периода Nl_x .

Для одного из колебаний электрические и магнитные стенки будут расположены в плоскостях симметрии, проходящих через центры отверстий, для другого – в плоскостях, равноудаленных относительно центров двух соседних отверстий. На рис. 2, б схематично показана структура таких колебаний для $N=2$, а на рис. 2, г – для $N=4$.

Если же период Nl_x охватывает нечетное число элементарных ячеек, то в распределениях полей колебаний, связанных с такой ячейкой, можно выделить только электрические или магнитные стенки, расположенные в плоскостях симметрии экрана на расстояниях, равных половине периода Nl_x . На рис. 2, в схематично показана структура таких колебаний для $N=3$.

Собственные частоты каждого из двух таких низших собственных колебаний, обладающих и не обладающих симметрией относительно периода Nl_x , естественно, зависят от конкретной геометрии, но можно определенно сказать, что они располагаются слегка ниже (для малых отверстий) или заметно ниже точек $f = c/2\pi Nl_x$ на реальной оси. Таким образом, периодическая решетка обладает целым набором собственных колебаний с частотами, убывающими по закону, близкому к N^{-1} .

При отсутствии сбоя собственные частоты низших колебаний решетки с макропериодом лежат на вещественной оси, и соответственно, эти колебания никак энергетически не связаны с полем падающей TM_{00} -волны и не возбуждаются. Введение сбоя приводит к возникновению связи, что отражается на АЧХ в виде резонансных всплесков.

В работе [23] были проанализированы влияние сбоя, обусловленных изменением размера одного из отверстий в решетках с $N_x = 2$, на

характер первых резонансных всплесков, а также структура появляющихся новых собственных колебаний и динамика их изменения с ростом величины сбоя. Ниже мы продемонстрируем поля собственных колебаний, их влияние и видоизменение с ростом сбоя для случаев $N = 3, 4$.

Для примера на рис. 4 представлено собственное поле самого низкочастотного колебания, найденного для решетки с той же $l_x \times l_y = 18 \times 15 \text{ мм}^2$, что и на рис. 3, но для макропериода $N = 3$ при сбое радиуса каждого третьего отверстия. Сбой радиуса одного из отверстий всего на 0,1 мм (рис. 4, а) приводит к «сползанию» собственной частоты с реальной оси $f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, e, m) = 5,5246 - i8,8 \cdot 10^{-6} \text{ ГГц}$.

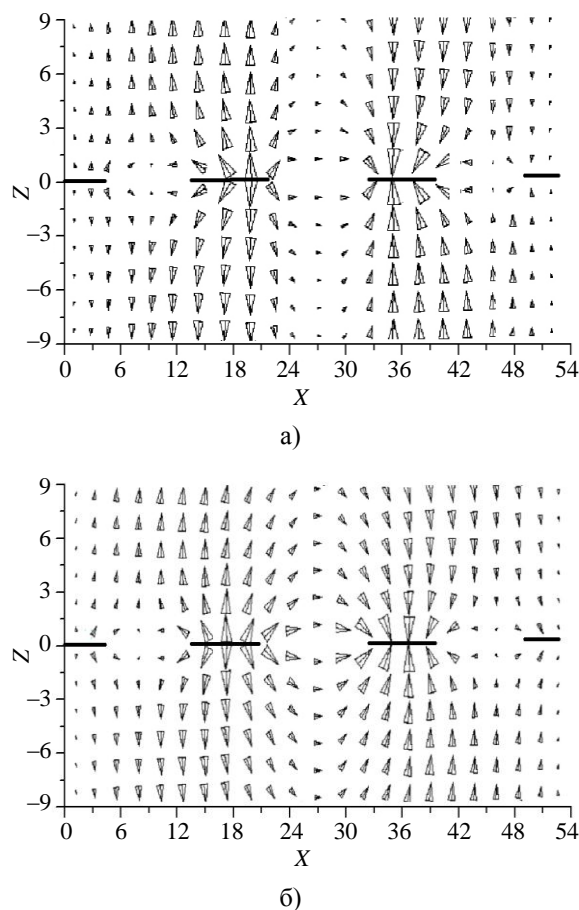


Рис. 4. Поля низших колебаний решетки со сбоем радиуса каждого третьего отверстия: а) – $r_{1,3} = 5,1 \text{ мм}$; $r_2 = 5,2 \text{ мм}$; б) – $r_{1,3} = 5,1 \text{ мм}$; $r_2 = 6,0 \text{ мм}$

Структура колебания содержит три PEW -стенки и охватывает весь большой период одной вариацией E_x -компоненты поля. Имеются глубокие минимумы не только E_z -компоненты поля (что ясно из симметрии и наличия PEW -стенок), но и весьма слабый уровень кас-

тельной к плоскости решетки E_x -компоненты поля в щелях. С увеличением диаметра «сбойного» отверстия добротность колебания резко

падает ($f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, e, m) = 5,488 - i0,002$ ГГц) и поле начинает сосредотачиваться именно над этим отверстием (рис. 4, б).

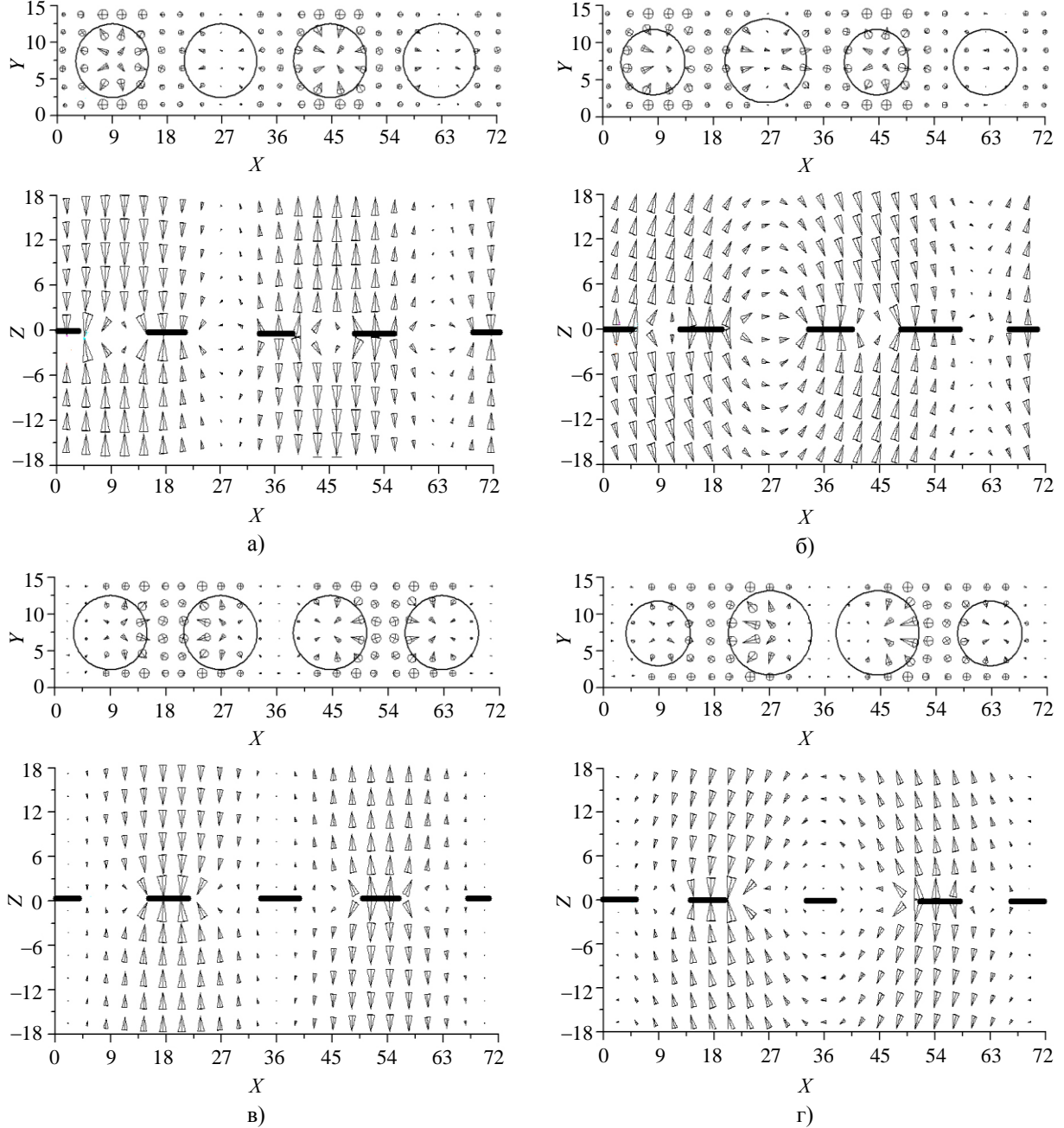


Рис. 5. Распределения электрических полей двух собственных колебаний решетки с макропериодом Nl_x , $N = 4$: в случае отсутствия сбоя (а, в) и в случае ячейки со сбоем (б, г)

Распределения электрических полей двух разных колебаний, для той же регулярной решетки без сбоя с макропериодом Nl_x и $N = 4$, представлены на рис. 5, а, в, а распределения для тех же колебаний для решеток со сбоями одного

или двух отверстий иллюстрирует рис. 5, б, г соответственно.

Первое колебание (рис. 5, а) имеет собственную частоту $f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, m, m) = 4,1476$ ГГц и характеризуется на полном периоде тремя маг-

нитными стенками в плоскостях, ортогональных оси OX и проходящих через центры отверстий и магнитные стенки между ними (картинка поля сдвинута на половину малого периода). Такое колебание можно возбудить, например, если изменить радиус одного из четырех отверстий. Происходящие при этом изменения в структуре колебания показаны на рис. 5, б (радиус сбойного отверстия $r = 6$ мм). Собственная частота слегка сдвигается вниз и «обретает» мнимую часть $f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, m, m) = 4,1433 - i3,1275 \cdot 10^{-4}$ ГГц.

Второе колебание (рис. 5, в) с реальной частотой $f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, e, m) = 4,1581$ ГГц характеризуется чередующимися электрическими и магнитными стенками в плоскостях, проходящих через центры металлических перемычек между двумя соседними отверстиями. Это колебание может быть возбуждено, если, например, организовать на периоде два одинаковых «сбойных» ($r = 6$ мм) отверстия. Собственная частота примерно так же сдвигается влево и уходит с реальной оси $f_{\pm 1,0}^{eigen}(m, e, m) = 4,1484 - i5,2019 \cdot 10^{-4}$ ГГц, новая структура этого колебания показана на рис. 5, г.

Как видно, в случае отсутствия сбоя $r_i = 5$ мм, $i = 1 \dots 4$ (рис. 5, а, в) оба колебания имеют ярко выраженную E_z -компоненту, в то время как компонента E_x имеет противофазное распределение для каждой из частей периода Nl_x , $N = 4$, что обеспечивает отсутствие потерь на излучение. Сбой периода (рис. 5, б, г) привел к десимметризации структуры колебаний и смещению их собственных частот с вещественной оси в комплексную плоскость.

При этом возникает связь с падающей волной, которая проявляется в виде резонансного всплеска на частоте, близкой к реальной частоте собственного колебания. Появление новых резонансов, вызванных наличием сбоя в структуре макропериода в регулярной решетке, иллюстрирует рис. 6. На нем показаны резонансные отклики для нескольких экранов, обусловленные сбоем радиуса одного из отверстий в периодической ячейке $\tilde{l}_x \times l_y = N \cdot 18 \times 15$ мм². В случае отсутствия сбоя $r_i = 4,8$ мм (сплошная кривая) резонансный всплеск наблюдается перед точкой возникновения пары $TE, TM_{\pm 1,0}$ флюке-волн $f < f_{cut, TE(TM)_{\pm 2,0}}^{floquet} = 16,6551$ ГГц, т. е. перед точкой $l_x/\lambda_0 = 1$. В случае введения сбоя, обусловленного сбоем радиуса каждого N -го отверстия $r_N = 5,2$ мм, новые резонансы появятся вблизи точек $Nl_x/\lambda_0 = 1$, т. е. на частотах, примерно в N

раз меньших, чем для резонанса в регулярной решетке без сбоя. В случае сбоя каждого второго отверстия (пунктирная кривая) наблюдается резонанс в окрестности $f = 8,3276$ ГГц, каждого третьего (штриховая кривая) – в окрестности $f = 5,5517$ ГГц, каждого четвертого (штрихпунктирная кривая) – в окрестности $f = 4,1638$ ГГц.

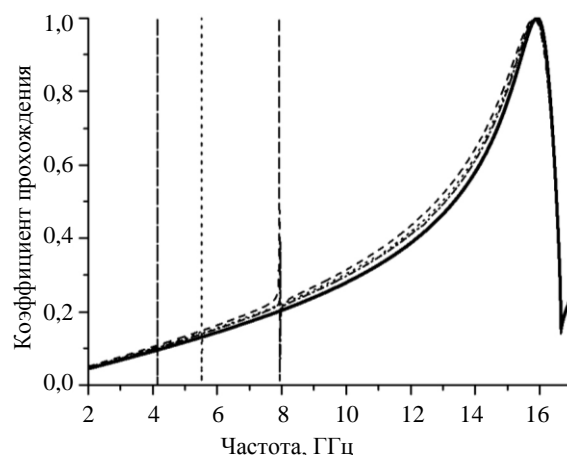


Рис. 6. Частотная зависимость коэффициента прохождения TM_{00} -волны для перфорированного экрана с одинаковыми отверстиями и для экранов со сбоем радиуса одного из отверстий в 2-, 3- и 4-элементной ячейке

3. Совместный вклад собственных колебаний и их влияние на резонансные характеристики экрана. Собственные колебания, взаимодействуя между собой или внося индивидуальный вклад в рассеянное поле, формируют резонансный отклик экрана. Введя ранее их классификацию и определив, какой сбой приводит к возбуждению того или иного колебания, мы можем теперь сделать заключение о том, как введение различных сбоя в структуру ячейки скажется на характеристиках рассеяния. Проиллюстрируем это на примере наиболее простого экрана с двумя отверстиями в периодической ячейке.

На рис. 7 показаны частотные зависимости коэффициентов $T_{TM_{00}TM_{00}}^{floquet}$ прохождения TM_{00} -плоской волны, поляризованной вдоль оси OX для бесконечно тонкого экрана $h = 0$, с двумя отверстиями в периодической ячейке $\tilde{l}_x \times l_y = 36 \times 15$ мм² при введении различных дефектов.

В первом случае (рис. 7, а) на макропериоде имеется два одинаковых отверстия радиусом $r_0 = 5$ мм и $r_1 = 5$ мм, центры отверстий по оси X в точках $x_0 = 9$ мм, $x_1 = 27$ мм и по оси Y в точке $y_i = 7,5$ мм, экран эквивалентен экрану с

одним отверстием на периоде $l'_x = 18$ мм, $l'_y = 15$ мм, его одноволновой диапазон лежит в области частот $f < f_{cut, TE(TM)_{\pm 2,0}}^{floquet} = 16,6551$ ГГц. Как видно, на дифракционной ха-

рактеристике TM_{00} -волны в окрестности частоты $f = 15,7308$ ГГц наблюдается резонанс полного прохождения.

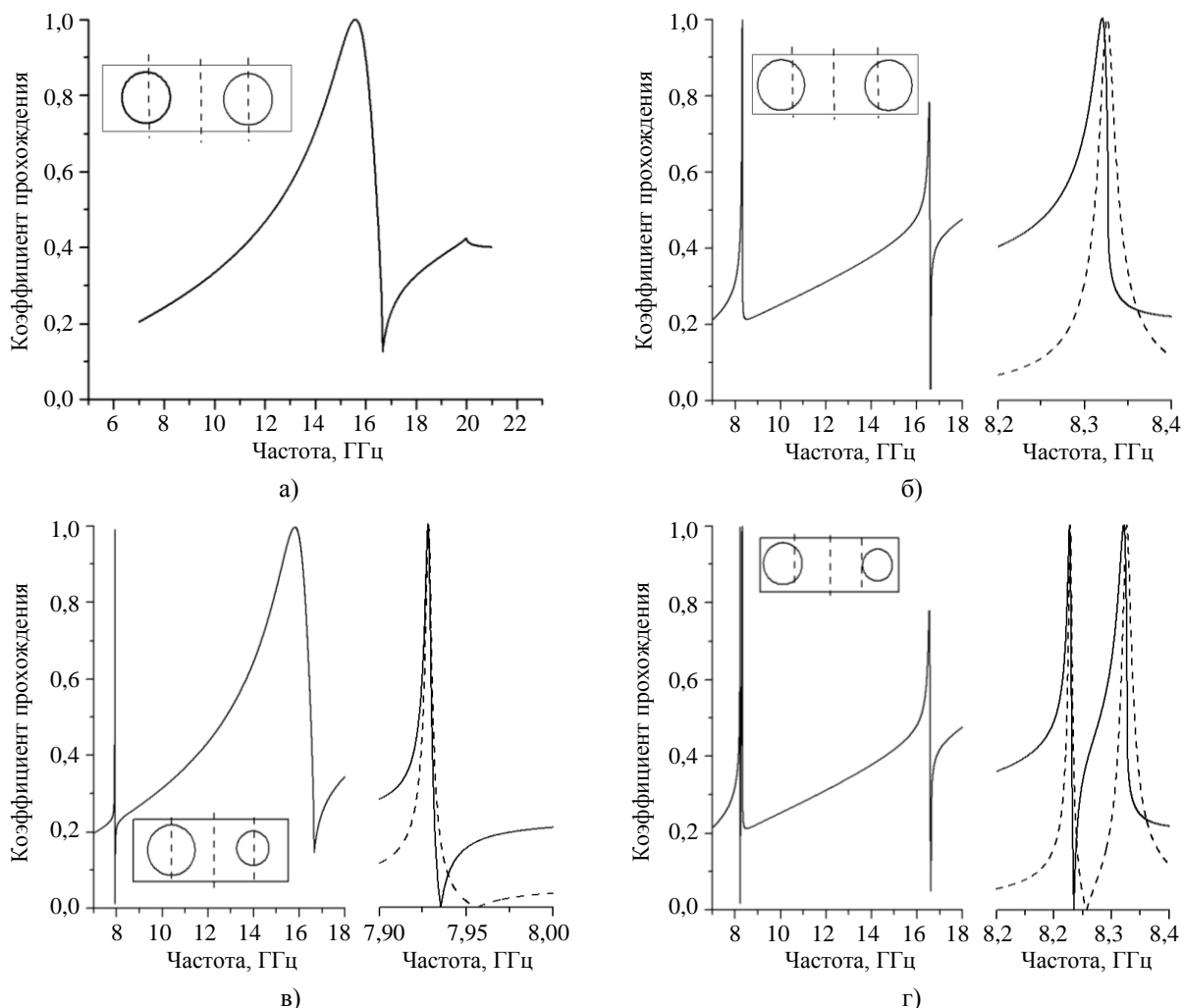


Рис. 7. Коэффициенты прохождения TM_{00} -волны, полученные в рамках точных моделей (сплошные кривые), и те же коэффициенты, восстановленные по собственным частотам экрана (пунктирная кривая) для двухэлементных экранов в случае введения различных сбоев в периодическую ячейку: $l_x = N \cdot 18$ мм, $l_y = 15$ мм, $N = 2$

Во втором случае (рис. 7, б) введение дефекта (смещение отверстий, нарушающее симметрию внутри ячейки – $r_i = 5$ мм, $y_i = 7,5$ мм, $x_0 = 12,8$ мм, $x_1 = 23,2$ мм) привело к смещению одноволновой области в область более низких частот: $f < f_{cut, TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet} = 8,3276$ ГГц. Как и в предыдущем случае, на дифракционной характеристике TM_{00} -волны в одноволновом диапазоне наблюдается один резонанс полного прохождения в окрестности частоты $f = 8,3195$ ГГц.

Введение дефекта, обусловленного изменением радиуса одного из отверстий ($r_0 = 5,2$ мм и $r_1 = 4,8$ мм, $x_0 = 9$ мм, $x_1 = 27$ мм, $y_i = 7,5$ мм), приводит к появлению новых эффектов (рис. 7, в). Теперь мы наблюдаем два резонанса: полного прохождения в окрестности $f = 7,9283$ ГГц и резонанс полного отражения на частоте $f = 7,9353$ ГГц. В двухволновом диапазоне также наблюдается явно выраженный резонанс почти полного прохождения, идентичный тому, что наблюдался вблизи данных частот в

случае экрана с двумя одинаковыми отверстиями (рис. 7, а).

В случае сбоя, обусловленного как сбоем радиуса одного из отверстий, так и смещением центров ($r_0 = 5,2$ мм и $r_1 = 4,8$ мм, $x_0 = 12,8$ мм, $x_1 = 23,2$ мм, $y_i = 7,5$ мм), в одноволновом диапазоне наблюдается два резонанса полного прохождения в окрестности $f = 8,2274$ ГГц и $f = 8,3218$ ГГц, а также резонанс полного отражения между ними (рис. 7, г).

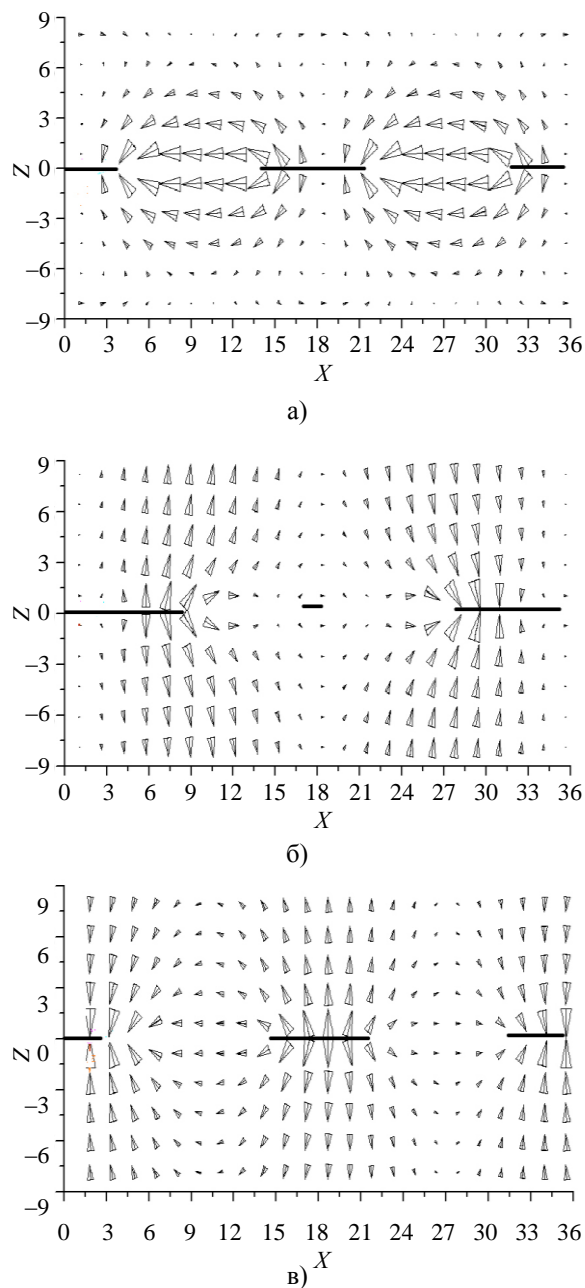


Рис. 8. Распределение вектора электрического поля собственных колебаний экрана в плоскости, параллельной XOZ и проходящей через центры отверстий, экран расположен в плоскости XOY

Для того чтобы понять, с чем связаны различия в характеристиках рассеяния в каждом из указанных случаев, рассмотрим низшие собственные колебания экрана, которые и определяют резонансное поведение коэффициента прохождения $T_{TM_0 TM_0}^{floquet}$ -волны в одноволновом диапазоне

$f \leq f_{cut, TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet}$. В первом случае (рис. 7, а) у экрана существует одно собственное колебание конечной добротности в одноволновом диапазоне, который в данном случае определяется частотой отсечки $f_{cut, TE(TM)_{\pm 2,0}}^{floquet}$. Это $(m, e, m)_{\pm 2,0}$ -коле-

бание с собственной частотой $f_{\pm 2,0}^{eigen} = 16,107 - i0,947$ ГГц. Распределение его электрического поля в плоскости, параллельной XOZ и проходящей через центры отверстий, показано на рис. 8, а. Во втором случае (рис. 7, б) сбой приводит к возбуждению другого собственного колебания $(m, e, m)_{\pm 1,0}$ с низшей собственной частотой $f_{\pm 1,0}^{eigen} = 8,3264 - i8,528 \cdot 10^{-3}$ ГГц. Распределение его электрического поля иллюстрирует рис. 8, б. Коэффициент прохождения, восстановленный с учетом этого колебания по формуле (2), показан на рис. 7, б пунктирной линией.

В случае дефекта, обусловленного сбоем радиуса одного из отверстий (рис. 7, в), только одно собственное колебание в одноволновом диапазоне имеет конечную добротность. Это колебание $(m, m, m)_{\pm 1,0}$ с собственной частотой $f_{\pm 1,0}^{eigen} = 7,928 - i1,636 \cdot 10^{-3}$ ГГц. Распределение его электрического поля показано на рис. 8, в. Однако в данном случае объяснить резонансные характеристики одним этим собственным колебанием не удастся. Для того чтобы описать резонанс полного отражения, необходимо еще как минимум одно собственное колебание. В то же время собственное колебание $(m, e, m)_{\pm 1,0}$, которое могло быть причиной такого поведения, имеет вещественную собственную частоту и энергетически никак не связано с падающим полем. Как оказалось, вторым собственным колебанием является колебание $(m, e, m)_{\pm 2,0}$, собственная частота $f_{\pm 2,0}^{eigen} = 16,3 - i0,7607$ ГГц которого лежит в двухволновом диапазоне. Коэффициент прохождения, восстановленный с учетом двух колебаний $(m, m, m)_{\pm 1,0}$ и $(m, e, m)_{\pm 2,0}$, показан на рис. 7, в пунктирной линией.

Следует обратить внимание на различия в двух последних случаях. В первом из них (рис. 7, б) резонансное поведение определялось только одним колебанием $(m, e, m)_{\pm 1,0}$, хотя коле-

бание $(m, e, m)_{\pm 2,0}$ также имело конечную добротность. Это связано с тем, что эти два колебания относятся к тому же классу симметрии (антисимметричные колебания относительно Yx_2Z) и, соответственно, основной вклад определяется более добротным из них. Во втором случае (рис. 7, в) начинает работать механизм взаимодействия колебаний различных классов симметричного $(m, m, m)_{\pm 1,0}$ и антисимметричного $(m, e, m)_{\pm 2,0}$, что приводит не только к формированию резонанса полного отражения в одноволновом диапазоне, но и к резонансу почти полного прохождения в двухволновом диапазоне.

В случае сбоя, обусловленного как сбоем радиуса одного из отверстий, так и смещением центров (рис. 7, г), конечную добротность в одноволновом диапазоне имеют два колебания: симметричное $(m, m, m)_{\pm 1,0}$ и антисимметричное $(m, e, m)_{\pm 1,0}$, совместное влияние которых и определяет резонансный отклик в одноволновом диапазоне. Коэффициент прохождения, восстановленный по формуле (2), которая с учетом этих двух колебаний имеет вид

$$|T_{TM_{00}TM_{00}}| = \frac{1}{2} \left| 1 - \prod_{i=1}^2 \frac{(f_i + f)(\bar{f}_i - f)}{(f - f_i)(f + \bar{f}_i)} \right|, \quad (3)$$

показан на рис. 7, г пунктирной линией.

Из формулы (3) могут быть восстановлены в аналитическом виде частоты точек полного прохождения:

$$f_{|R|=0}^2 = \xi \pm \left(\xi^2 - |f_1|^2 |f_2|^2 \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\xi = \frac{|f_1|^2 + |f_2|^2}{2} + 2 \operatorname{Im} f_1 \operatorname{Im} f_2,$$

а также частоты точек полного отражения:

$$f_{|T|=0}^2 = \frac{\operatorname{Im} f_2 |f_1|^2 + \operatorname{Im} f_1 |f_2|^2}{\operatorname{Im} f_1 + \operatorname{Im} f_2}. \quad (5)$$

Как следует из (4) и (5), точка полного отражения находится всегда между точками полного прохождения и никаких других ситуаций быть не может.

4. О резонансных свойствах экранов конечной толщины. В случае экрана конечной толщины количество резонансных откликов удваивается. Это связано с тем, что наряду с симметричными относительно плоскости экрана колебаниями $(*, *, m)_{\pm p,q}$ вклад в резонансные характеристики вносят и антисимметричные колебания $(*, *, e)_{\pm p,q}$. Последние не оказывали влияние на резонансное поведение экрана в случае $h=0$, поскольку их собственные частоты лежали на вещественной оси (задача на собственные зна-

чения для них соответствовала задаче для идеально отражающей плоскости).

Частотную зависимость коэффициента прохождения TM_{00} -волны для экрана конечной толщины $h=1$ мм с двумя отверстиями $r_0=5$ мм и $r_1=6$ мм в периодической ячейке иллюстрирует рис. 9. В отличие от такого же экрана, только бесконечно тонкого (рис. 7, в), на частотной характеристике наблюдаются два резонанса полного прохождения и полного отражения в одноволновом диапазоне (сплошная кривая). В данном случае резонансы определяются уже четырьмя собственными колебаниями: двумя симметричными относительно плоскости экрана $(m, m, m)_{\pm 1,0}$ и $(m, e, m)_{\pm 2,0}$ и двумя антисимметричными $(m, m, e)_{\pm 1,0}$ и $(m, e, e)_{\pm 2,0}$. Характеристика, восстановленная по формуле (2) с учетом этих колебаний, показана на рис. 9 пунктирной линией.

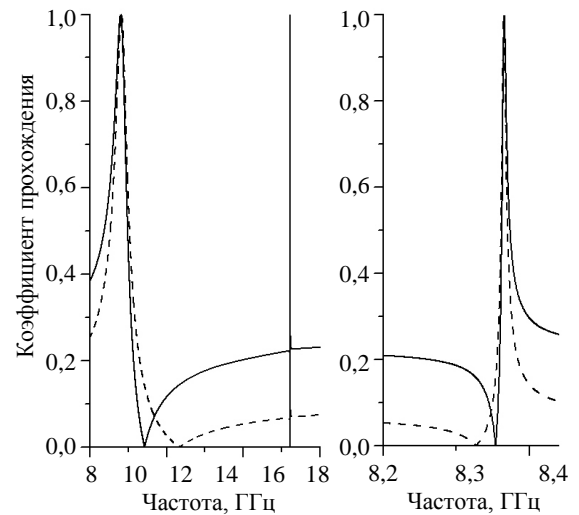


Рис. 9. Коэффициент прохождения TM_{00} -волны для экрана конечной толщины, полученный в результате строгого решения задачи (сплошная кривая) и восстановленный по формуле (2) (пунктирная кривая)

Как и в случаях, рассмотренных выше, для бесконечно тонких экранов из формулы (2) могут быть получены точки полного отражения и прохождения в аналитическом виде. Однако их анализ уже не является тривиальной задачей. Совместное влияние нескольких колебаний различных классов симметрии в данном случае ведет к увеличению различных ситуаций. И если в случае бесконечно тонких экранов взаимное влияние двух собственных колебаний приводило к формированию резонанса полного отражения, то в случае экранов конечной толщины при определенных значениях параметров возможны самые

различные ситуации как возникновения новых резонансов, так и срыва имевшихся ранее.

Выводы. Исследованы возможные режимы резонансного возбуждения перфорированного экрана с несколькими круглыми заперделными отверстиями на периоде. Показано, что такие экраны поддерживают новые режимы, которые невозможно реализовать в одноэлементных экранах. Для их объяснения исследованы собственные колебания экрана как открытой резонансной структуры.

Анализ может быть сведен к последовательности простых шагов, если рассмотреть экран с несколькими элементами в периодической ячейке как результат введения дефекта в периодической макроячейке, обусловленного смещением положения отверстий или изменением их размера. Тогда, зная, как введение того или другого дефекта сказывается на резонансных характеристиках, можно судить о поведении экрана в случае произвольного выбора элементов заполнения периодической макроячейки. Такой подход позволил ввести классификацию собственных колебаний и исследовать их роль в формировании резонансных откликов в одноволновом диапазоне.

1. *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays* / T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al. // *Nature*. – 1998. – 391. – P. 667–669.
2. *Surface plasmons enhance optical transmission through sub-wavelength holes* / H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp et al. // *Phys. Rev. B*. – 1998. – 58. – P. 6779–6782.
3. *Oliner A. A. Leaky surface-plasmon theory for dramatically enhanced transmission through a subwavelength aperture. Part I. Basic features* / A. A. Oliner, D. R. Jackson // *Proc. IEEE AP-S Symp. Radio Science Meeting, Columbus, OH*. – 2003. – 2. – P. 1091–1094.
4. *Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes* / J. Rivas, C. Schotsch, P. H. Bolivar, H. Kurz // *Phys. Rev. B*. – 2003 – 68. – P. 201–206.
5. *Enhanced millimeter wave transmission through quasi-optical subwavelength perforated plates* / M. Beruete, M. Sorolla, I. Campillo et al. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2005. – 53, N 6. – P. 1897–1902.
6. *Lomakin V. Enhanced transmission through metallic plates perforated by arrays of subwavelength holes and sandwiched in between dielectric slabs* / V. Lomakin, E. Michielssen // *Physical Review B*. – 2005. – 71. – P. 235117.
7. *Baida F. I. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films* / F. I. Baida, D. Van Labeke // *Opt. Commun.* – 2002. – 209. – P. 17–22.
8. *Lomakin V. Transmission of Transient Plane Waves Through Perfect Electrically Conducting Plates Perforated by Periodic Arrays of Subwavelength Holes* / V. Lomakin, E. Michielssen // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2006. – 54, N 3. – P. 970–984.
9. *Kirilenko A. A. On the common nature of the enhanced and resonance transmission through the periodical set of holes* / A. A. Kirilenko, A. O. Perov // *IEEE Trans. on Antennas and Propagat.* – 2008. – 56, N 10. – P. 3210–3216.
10. *Medina F. Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective* / F. Medina, F. Mesa, R. Marques // *IEEE Trans. on Microw. Theory Tech.* – 2008. – 56, N 12. – P. 3108–3120.
11. *Don N. G. New type of eigenoscillations and total-transmission resonance through an iris with below-cutoff hole in a rectangular waveguide* / N. G. Don, A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich // *Radiophysics and Quantum Electron.* – 2008 – 51, N 2. – P. 101–108.
12. *Molding Left- or Right-Handed Metamaterials by Stacked Cut-Off Metallic Hole Arrays* / M. Beruete, I. Campillo, M. Navarro-Cia et al. // *IEEE Trans. Antennas and Propagation.* – 2007. – 55, N 6. – P. 1514–1521.
13. *A new generation of sensors based on extraordinary optical transmission* / R. Gordon, D. Sinton, K. L. Kavanagh, A. G. Brolo // *Accounts of Chemical Research.* – 2008. – 41, N 8. – P. 1049–1057.
14. *Lomakin V. Manipulation of Stop-Band Gaps of Periodically Perforated Conducting Plates* / V. Lomakin, S. Q. Li, E. Michielssen // *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* – 2005. – 15, N 12. – P. 919–921.
15. *Munk B. A. Frequency Selective Surfaces. Theory and Design* / B. A. Munk. – New-York: Wiley, 2000.
16. *Hill R. A. The effect of perturbing a frequency selective surface and its relation to design of a dual-band surface* / R. A. Hill, B. A. Munk // *IEEE Trans. Antennas and Propag.* – 1996. – 44, N 3. – P. 368–374.
17. *Don N. Layout of a multislot iris as a tool for the frequency response control* / N. Don, A. Kirilenko, L. Mospan // *Microwave and Optical Technology Letters.* – 2006. – 48, N 8. – P. 1472–1476.
18. *Chen C. C. Diffraction of electromagnetic waves by a conducting screen perforated periodically with circular holes* / C. C. Chen // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* – 1971. – 19, N 5. – P. 475–481.
19. *Шестопалов В. П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур* / В. П. Шестопалов. – К.: Наук. думка, 1987. – 288 с.
20. *Шестопалов В. П. Динамическая теория решеток* / В. П. Шестопалов, Ю. К. Сиренко. – К.: Наук. думка, 1989. – 216 с.
21. *Сухинин С. В. Качественные вопросы теории рассеяния на периодических цилиндрических препятствиях* / С. В. Сухинин // *Динамика сплошной среды.* – 1984. – 67. – С. 118–134.
22. *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.
23. *Кириленко А. А. Резонансные свойства перфорированного экрана с двумя круглыми заперделными отверстиями различного диаметра в периодической ячейке* / А. А. Кириленко, А. О. Перов, С. Л. Сенкевич // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2009. – 14, № 1. – С. 45–57.

THE RESONANCE EXCITATION BEHAVIOR ANALYSIS OF TWO DIMENSIONAL SCREEN PERIODICALLY PERFORATED WITH CIRCULAR BELOW CUTOFF HOLES

A. O. Perov, A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich

The article considers regularities appeared at the scattering of normally incident electromagnetic wave on the screen having some below-cutoff holes in the periodic cell. It is shown that the spacing or element perturbations together with well-known transmission phenomena cause not only the new enhance transmission resonances but the total reflection resonances as well. The explanation of such frequency response behavior is given from spectral theory point of view when the screen is considered as an open resonator, and his lower complex-frequency eigenoscillations are responsible for the frequency-response forming over the single-mode range. In the context of simple approximated model taking into account a part of eigen-frequency spectrum the main possible peculiarities of frequency response are discussed.

Key words: total transmission, below-cutoff holes, resonant holes, eigen-oscillations, double-periodical metal screen.

**РЕЗОНАНСНІ РЕЖИМИ ЗБУДЖЕННЯ
ДВОВИМІРНО-ПЕРІОДИЧНОГО ЕКРАНА,
ЩО ПЕРФОРОВАНИЙ КРУГЛИМИ
ОТВОРАМИ, ЯКІ ВИХОДЯТЬ ЗА МЕЖІ**

А. О. Перов, А. О. Кириленко, С. Л. Сенкевич

Розглянуто закономірності, що виявляються при розсіянні плоскої хвилі на двовимірному-періодичному перфорованому екрані з кількома отворами на періоді, які виходять за межі. Показано, що, на відміну від одноелементних екранів (з одним отвором на періоді), такі екрани мають подвійні властивості – в однохвильовому діапазоні вони здатні забезпечити як режими повного проходження, так і режими повно-

го відбиття. Пояснення подібної резонансної поведінки дано з позицій спектральної теорії. Показано, що саму структуру спектра комплексних частот багатоелементного екрана як відкритого резонатора вже закладено у спектрі простого «одноелементного» екрана при розгляді моделі з макроперіодом, який охоплює декілька однакових комірок. Досліджено нижчі власні коливання багатоелементних екранів, що викликані різноманітними типами збою геометрії комірок. У межах простої апроксимаційної моделі, що описує залежність резонансного відгуку як функцію спектра власних частот нижчих коливань, здійснено аналіз можливих типів характеристик розсіяння в однохвильовому діапазоні.

Ключові слова: метод часткових областей, двовимірні періодичні структури, резонансне розсіяння, власні коливання, отвори, що виходять за межі.

Рукопись поступила 22 января 2010 г.