

Частотно-селективные свойства плоского экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями

Ю. В. Антоненко, А. В. Грибовский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: Julia_mango@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 24 марта 2010 г.

Операторным методом исследованы частотные зависимости модуля коэффициента отражения экрана с коаксиально-секторными отверстиями при нормальном и наклонном падении плоских линейно поляризованных электромагнитных TE - и TM -волн. Проведен сравнительный анализ частотно-селективных свойств экрана с коаксиально-секторными отверстиями и экрана с прямоугольными отверстиями.

1. Введение

Для решения многих прикладных задач антенной техники широко применяются плоские частотно-селективные структуры, обеспечивающие работу антенных систем на нескольких частотах. Плоские частотно-селективные решетки используются в качестве фильтров СВЧ, антенных укрытий, преобразователей поляризации электромагнитных волн [1-3]. Форма каждого элемента и расстояние между базовыми ячейками структуры влияют на электродинамические характеристики рассеянного поля. Из-за наличия волноводных элементов в базовой ячейке в рассеянном поле при изменении частоты наблюдаются резонансы полного прохождения и полного отражения электромагнитных волн. В качестве частотно-селективных структур применяются как металлические экраны с различной формой отверстий, так и микрополосковые решетки проходного или отражательного типов. К недостаткам микрополосковых структур можно отнести их низкую механическую прочность, изменение характеристик под воздействием атмосферных явлений и наличие электродинамических по-

терь в диэлектрической подложке. Исследуемая в настоящей работе модель частотно-селективной структуры лишена указанных недостатков.

Благодаря форме коаксиально-секторных отверстий поперечные размеры базовой ячейки становятся меньше рабочей длины волны в свободном пространстве. Это дает возможность получить более широкую рабочую полосу частот, чем у известных частотно-селективных поверхностей аналогичного типа.

В настоящей работе на основе метода частичных областей [4], с использованием обобщенных матриц рассеяния решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов, разработан алгоритм расчета частотно-селективных характеристик плоского идеально проводящего экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями. При этом учтены результаты работы [5], где приведены бесконечные системы линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных элементов обобщенных матриц рассеяния, критерии правильности их решения и выражения для матричных коэффициентов систем.

2. Постановка задачи и метод решения

Модель представляет собой идеально проводящий плоский бесконечный в плоскости xOy экран конечной толщины h с периодически расположенными в двух неортогональных направлениях коаксиально-секторными волноводными каналами (см. рис. 1). Базовая ячейка экрана представляет собой отрезок коаксиально-секторного волновода (рис. 2). Периоды структуры вдоль осей Ox и Oy равны d_1 и d_2 соответственно. Центры базовых волноводных ячеек размещены в узлах косоугольной сетки. Их положение в плоскости xOy (рис. 1) опреде-

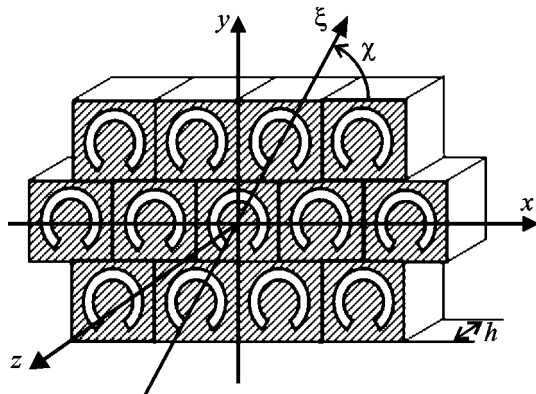


Рис. 1. Фрагмент экрана с коаксиально-секторными отверстиями

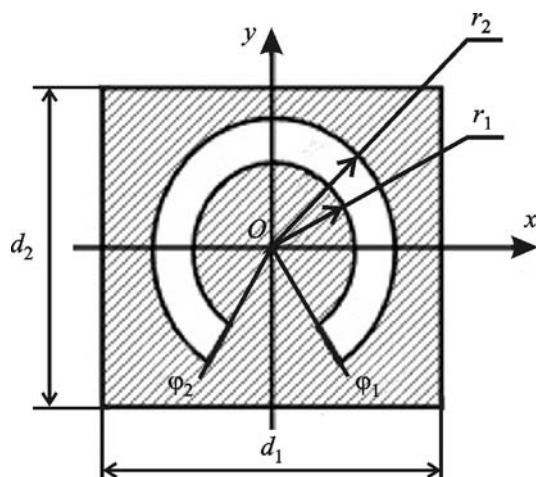


Рис. 2. Базовая ячейка экрана

ляется углом χ , $0 < \chi \leq \pi/2$. Ось $O\xi$ проходит через начало системы координат и центры базовых ячеек.

Пусть на экран из полупространства $z > 0$ произвольным образом падает плоская линейно-поляризованная электромагнитная волна единичной амплитуды с зависимостью от времени в виде $e^{-i\omega t}$. Поперечную к оси Oz составляющую падающего электрического поля представим в виде суммы двух плоских TE - и TM -волны:

$$\vec{E}_t^i = S^{-1/2} \exp\{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)\} \times \exp(-ikz \cos \theta) \left\{ \cos \alpha (\vec{e}_x \sin \varphi - \vec{e}_y \cos \varphi) + \sin \alpha \cos \theta (\vec{e}_x \cos \varphi + \vec{e}_y \sin \varphi) \right\}, \quad (1)$$

где $S = d_1 \times d_2$ – площадь базовой ячейки периодической структуры; \vec{e}_x , \vec{e}_y – единичные орты декартовой системы координат; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве; θ – угол падения; φ – плоскость падения плоской волны в сферической системе координат; α – угол поляризации падающей волны. Угол поляризации α определен в системе координат, связанной с падающей волной, а именно в плоскости, в которой лежат векторы \vec{E}^{in} и \vec{H}^{in} . Угол α отсчитывается против часовой стрелки от прямой, проходящей через центр этой системы координат и параллельной плоскости xOy , до вектора \vec{E}^{in} . TE -волне соответствует значение угла $\alpha = 0^\circ (180^\circ)$, TM -волне – $\alpha = 90^\circ (270^\circ)$.

Поперечную к оси Oz составляющую отраженного электрического поля представим в виде суперпозиции плоских TE и TM пространственных гармоник:

$$\vec{E}_t^r = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(1)} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} \exp(i\Gamma_{qs} z) + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(2)} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} \exp(i\Gamma_{qs} z),$$

где $\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}$ – постоянные распространения пространственных гармоник вдоль

оси Oz , $\kappa_x = kT_x - \frac{2\pi q}{d_1}$, $\kappa_y = kT_y - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1} \operatorname{tg} \chi$,
 $T_x = \sin \theta \cos \varphi$, $T_y = \sin \theta \sin \varphi$; $r_{qs}^{(1)}$, $r_{qs}^{(2)}$ – неиз-
 известные амплитуды пространственных TE -
 и TM -гармоник; $\tilde{\Psi}_{qs}^{(1)}$, $\tilde{\Psi}_{qs}^{(2)}$ – ортонормиро-
 ванная система векторных пространственных
 гармоник, $\left\{ \begin{matrix} \tilde{\Psi}_{qs}^{(1)} \\ \tilde{\Psi}_{qs}^{(2)} \end{matrix} \right\} = \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \frac{1}{\sqrt{S \kappa_r}} \times$
 $\left\{ \begin{matrix} \kappa_y \vec{e}_x - \kappa_x \vec{e}_y \\ \kappa_x \vec{e}_x + \kappa_y \vec{e}_y \end{matrix} \right\}$, $\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$. Индекс (1) соот-
 ветствует TE -гармоникам, а индекс (2) –
 TM -гармоникам.

Для нахождения неизвестных амплитуд
 пространственных гармоник и неизвестных
 амплитуд волноводных волн воспользуемся
 операторным методом решения задач дифрак-
 ции [6].

Рассмотрим сечение базовой ячейки экрана
 плоскостью zOx (см. рис. 3).

Запишем систему операторных уравнений
 относительно векторов неизвестных амплитуд
 пространственных гармоник и векторов неиз-
 известных амплитуд волноводных волн:

$$\begin{cases} R = \hat{R}_+ Q + \hat{T}_- C, \\ A = \hat{T}_+ Q + \hat{R}_- C, \\ C = \hat{e} \hat{R}_- \hat{e} A, \\ D = \hat{T}_- \hat{e} A, \end{cases}$$

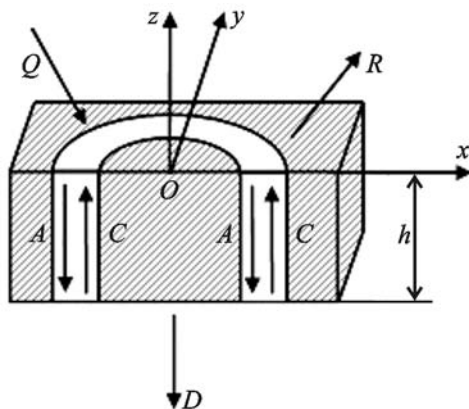


Рис. 3. Сечение базовой ячейки плоскостью zOx

где Q – вектор амплитуд падающего поля;
 R – вектор амплитуд пространственных гар-
 моник отраженного поля; D – вектор ампли-
 туд пространственных гармоник прошедшего
 поля; A, C – амплитуды волноводных волн, рас-
 пространяющихся или затухающих соответ-
 ственно в положительном и отрицательном на-
 правлениях оси Oz ; \hat{R}_+ – оператор отражения
 плоских электромагнитных волн решетки по-
 лубесконечных волноводов со стороны сво-
 бодного пространства; \hat{T}_+ – оператор прохож-
 дения плоских волн в волноводы решетки по-
 лубесконечных волноводов со стороны сво-
 бодного пространства; \hat{R}_-, \hat{T}_- – операторы
 отражения и прохождения волноводных волн
 решетки полубесконечных волноводов со сто-
 роны волноводов [5]. Операторы \hat{R}_\pm, \hat{T}_\pm пред-
 ставляют собой бесконечные матрицы, элемен-
 тами которых являются амплитуды распро-
 страняющихся и не распространяющихся про-
 странственных гармоник и волноводных волн.
 Оператор \hat{e} учитывает изменение фазы элект-
 ромагнитного поля волноводных волн по тол-
 щине экрана h .

Решение системы операторных уравнений
 имеет вид:

$$\begin{cases} A = \hat{Q}^{-1} \hat{T}_+ Q, \\ C = \hat{e} \hat{R}_- \hat{e} \hat{Q}^{-1} \hat{T}_+ Q, \\ R = (\hat{R}_+ + \hat{T}_- \hat{e} \hat{R}_- \hat{e} \hat{Q}^{-1} \hat{T}_+) Q, \\ D = \hat{T}_- \hat{e} \hat{Q}^{-1} \hat{T}_+ Q, \end{cases} \quad (2)$$

где $\hat{Q} = (\hat{I} - \hat{R}_- \hat{e} \hat{R}_- \hat{e})$, \hat{I} – единичный оператор.
 Формулы (2) позволяют определить амплитуды
 электромагнитных полей во всем пространстве,
 включая области внутри волноводных каналов.

3. Анализ численных результатов

Исследуем частотную зависимость моду-
 ля коэффициента отражения при нормальном
 падении на экран плоской линейно поляри-
 зованной TE -волны единичной амплитуды.
 В этом случае вектор электрического поля
 в падающей волне параллелен оси Oy . Центры

базовых ячеек экрана расположены в узлах прямоугольной сетки ($\chi = 90^\circ$). Размеры поперечных сечений волноводов имеют следующие значения: $r_1 = 2.5$ мм, $r_2 = 4$ мм, $\varphi_1 = -0.25\pi$, $\varphi_2 = 1.25\pi$, – а размеры базовой ячейки экрана, $d_1 = d_2 = 9.0$ мм, выбраны из условия распространения в свободном пространстве только одной пространственной гармоники. При этих параметрах значения критических длин первых трех распространяющихся типов волноводных волн коаксиально-секторного волновода равны: $\lambda_{cut-off}^{TE_{11}} = 30.3644$ мм, $\lambda_{cut-off}^{TE_{21}} = 15.1994$ мм, $\lambda_{cut-off}^{TE_{31}} = 10.1495$ мм. Сравнивая размеры базовой ячейки экрана и значения критических длин волн коаксиально-секторного волновода, можно сделать следующий вывод. Исследуемая частотно-селективная поверхность может быть использована в частотном диапазоне, в котором при одной распространяющейся пространственной гармонике в волноводных каналах могут распространяться несколько типов волноводных волн. Поэтому экран с коаксиально-секторными отверстиями обладает такими свойствами резонансного прохождения электромагнитных волн, которые присущи только этому типу частотно-селективных поверхностей.

Для детального анализа резонансных свойств экрана введем понятие “эквивалентной электрической длины” коаксиально-секторной щели, длина которой определена на базовой ячейке экрана в плоскости xOy . Под эквивалентной электрической длиной коаксиально-секторной щели будем понимать длину дуги окружности, которая определяется выражением $l_{EEL} = (\varphi_2 - \varphi_1)(r_1 + r_2)/2$. Для рассмотренной ячейки эта величина равна $l_{EEL} = 15.315$ мм. Кроме того, введем минимальную l_{min} и максимальную l_{max} эквивалентные электрические длины коаксиально-секторной щели: $l_{min} = r_1(\varphi_2 - \varphi_1) = 11.781$ мм, $l_{max} = r_2(\varphi_2 - \varphi_1) = 18.85$ мм.

Перейдем к анализу численных результатов. На рис. 4 представлены зависимости модуля коэффициента отражения TE -волны от частоты при различных значениях толщины экрана $h = 5, 10, 20$ мм. Кружочками на горизонтальной оси обозначены значения частот, при которых начинают распространяться высшие типы волн коаксиально-секторного волновода.

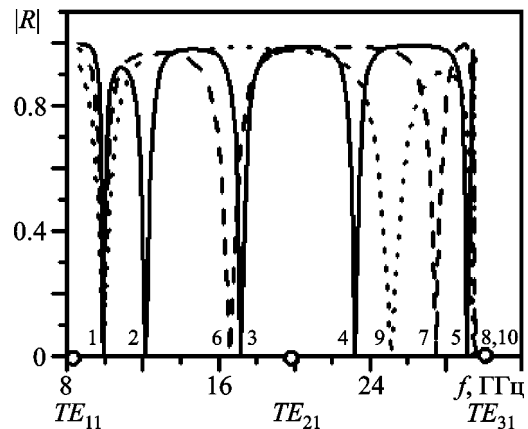


Рис. 4. Зависимости модуля коэффициента отражения TE -волны (нормальное падение) от частоты при различной толщине экрана: ... – $h = 5$ мм, --- – $h = 10$ мм, — – $h = 20$ мм

Для удобства анализа частотно-селективных свойств экрана пронумеруем резонансы полного прохождения для каждого из трех экранов. Так, резонансы с номерами 1, 2, 3, 4 и 5 принадлежат экрану с толщиной $h = 20$ мм. Резонансы с номерами 1, 6, 7 и 8 – экрану с толщиной $h = 10$ мм, а резонансы с номерами 1, 9 и 10 – экрану с толщиной $h = 5$ мм. При увеличении толщины экрана увеличивается и число резонансов.

Резонанс полного прохождения электромагнитного поля номер 1 практически не зависит от толщины экрана и наблюдается на частоте несколько выше критической частоты коаксиально-секторного волновода. В этом случае на эквивалентной электрической длине коаксиально-секторной щели укладывается приблизительно половина длины волны в свободном пространстве, т. е. выполняется приближенное условие $l_{EEL} \approx \lambda/2$. Резонансы с номерами 2 и 3 наблюдаются, когда по толщине экрана укладывается приблизительно целое число полуволн. На частоте резонанса 2 выполняется приближенное соотношение $h \approx \Lambda_{11}/2$, а на частоте резонанса 3 – соотношение $h \approx \Lambda_{11}$, где Λ_{11} длина TE_{11} -волны в волноводе. Резонанс номер 4 полного прохождения электромагнитного поля наблюдается на частоте выше критической для волны TE_{21} . В этом случае

в волноводах распространяются две волноводные волны – TE_{11} и TE_{21} . Это “двойной” резонанс, поскольку одновременно выполняются приближенные соотношения: $h \approx \Lambda_{21}$ и $l_{\min} \leq \lambda \leq l_{EEL}$. Резонанс полного прохождения номер 5 наблюдается на частоте, при которой на эквивалентной электрической длине коаксиально-секторной щели укладывается полторы длины волны в свободном пространстве, т. е. выполняется условие $l_e \approx 3\lambda/2$.

Аналогичные резонансы полного прохождения электромагнитных волн характерны для экранов толщиной 10 и 5 мм. Отметим одно общее свойство для всех трех экранов. Резонанс полного прохождения номер 1, а также резонансы с номерами 5, 8, и 10 – это резонансы, на частоте которых на эквивалентной электрической длине коаксиально-секторной щели укладывается целое число длин полуволн в свободном пространстве, т. е. длина волны в свободном пространстве и эквивалентная электрическая длина щели связаны соотношениями $l_{EEL} \approx \lambda/2$ (для резонанса номер 1) и $l_{EEL} \approx 3\lambda/2$ (для резонансов с номерами 5, 8 и 10).

При нормальном падении на поверхность экрана плоской TM -волны (вектор электрического поля параллелен оси Ox) наблюдается полное отражение электромагнитной волны только в том частотном диапазоне, в котором в волноводных каналах может распространяться одна основная TE_{11} -волна. Это связано с тем, что при такой поляризации падающего поля TE_{11} -волна в волноводных каналах не возбуждается и экран с коаксиально-секторными отверстиями ведет себя как сплошная идеально проводящая плоскость. В частотном диапазоне, в котором начинает распространяться следующая волноводная TE_{21} -волна, резонансы полного прохождения электромагнитной волны уже наблюдаются. Это связано с тем, что распределение электрического поля TE_{21} -волны в поперечном сечении коаксиально-секторного волновода [7] такое, что падающая плоская TM -волна возбуждает в волноводных каналах только TE_{21} -волну.

На рис. 5. представлены частотные зависимости модуля коэффициента отражения при нормальном падении на поверхность экрана толщиной $h = 20$ мм плоских TE - ($\alpha = 0^\circ$) и TM -волны ($\alpha = 90^\circ$). Размеры коаксиально-секторных отверстий такие же, как в предыду-

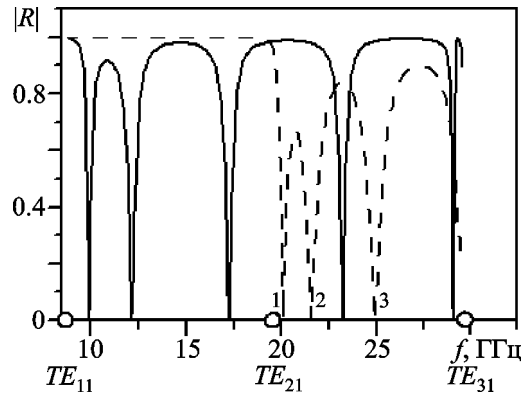


Рис. 5. Зависимости модулей коэффициентов отражения плоских TE - и TM -волн при нормальном падении на поверхность экрана толщиной $h = 20$ мм: — — $\alpha = 0^\circ$ (TE -волна), - - - $\alpha = 90^\circ$ (TM -волна)

щем случае. Резонанс номер 1 наблюдается на частоте несколько выше критической частоты для TE_{21} -волны, а резонансы с номерами 2 и 3 наблюдаются на частотах, при которых выполняются приближенные условия $h \approx \Lambda_{21}/2$ и $h \approx \Lambda_{21}$ соответственно.

Был проведен сравнительный анализ частотно-селективных свойств экрана с коаксиально-секторными отверстиями и экрана с прямоугольными отверстиями в случае распространения одной волноводной волны. Алгоритм расчета обобщенных матриц рассеяния экрана с прямоугольными отверстиями опубликован в работе [8]. Рассматривались экраны одинаковой толщины $h = 30$ мм с равными значениями периодов структур $d_1 = d_2 = 9$ мм. Размеры поперечных сечений прямоугольных отверстий имели значения 8×1.5 мм. Частотно-селективные характеристики экрана с прямоугольными отверстиями представлены в работах [9, 10]. Размеры коаксиально-секторных отверстий были такими же, как в предыдущем случае.

При этих параметрах минимальная толщина стенок прямоугольных и коаксиально-секторных волноводных каналов составляла 1 мм. На рис. 6 представлены зависимости модулей коэффициентов отражения TE -волны от частоты для экранов этих двух типов.

Как видно из рис. 6, экран с коаксиально-секторными отверстиями в отличие от экрана с прямоугольными отверстиями можно ис-

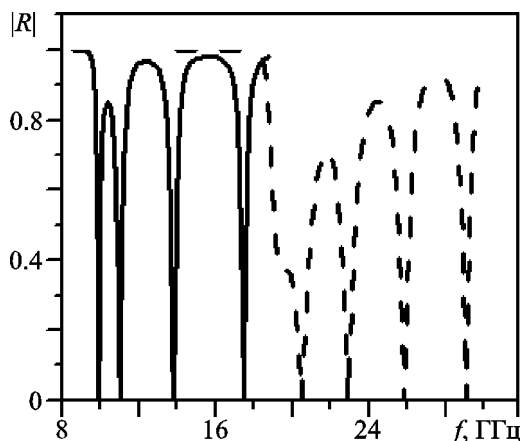


Рис. 6. Зависимости модулей коэффициентов отражения TE-волны от частоты для экранов с коаксиально-секторными (—) и прямоугольными (---) отверстиями при нормальном падении

пользовать в области более низких частот при одинаковых периодах экранов. Нижняя граничная частота первого экрана вдвое меньше, чем у второго, перфорированного прямоугольными отверстиями.

Представляет практический интерес использовать исследуемую частотно-селективную поверхность при наклонном падении плоской волны, поскольку значение длины волны в рабочей полосе частот такой поверхности в несколько раз превышает размеры периода структуры ($\lambda \gg d_{1,2}$). Как показывают расчеты, частотные характеристики этой структуры мало зависят от угла падения, так как условия возбуждения волноводных волн в коаксиально-секторных волноводах при нормальном и наклонном падении в этом случае отличаются незначительно.

На рис. 7, а и рис. 7, б представлены зависимости квадрата модуля поперечной компоненты электрического поля отраженной волны, $|\vec{E}_t^+|^2 = |r_{00}^{(1)}|^2 + |r_{00}^{(2)}|^2$, от частоты при различных углах падения TE- и TM-волн на экран толщиной $h = 30$ мм. Рассматривался диапазон частот, в котором в коаксиально-секторных волноводах распространяется только основная волна. Видно, что при наклонном падении TE- или TM-волны в пределах значений $0 \leq \theta \leq 30^\circ$ для данных параметров структу-

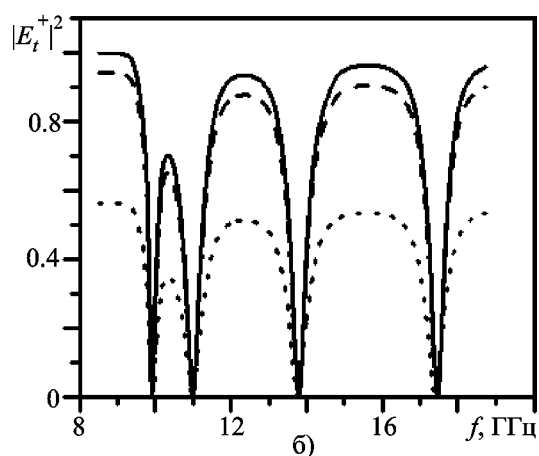
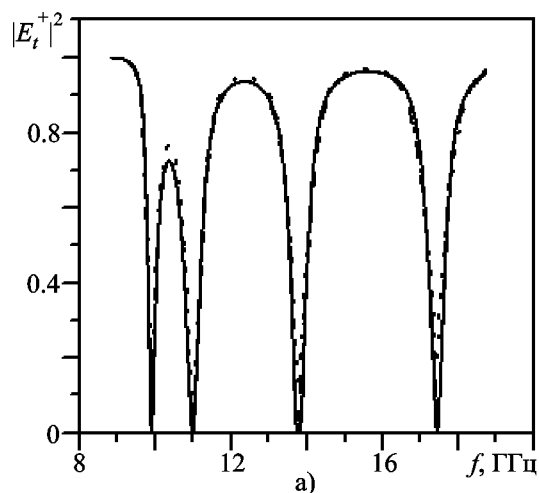


Рис. 7. Зависимости квадрата модуля поперечной компоненты электрического поля отраженной волны $|\vec{E}_t^+|^2$ от частоты при $h = 30$ мм: а) – наклонное падение TE-волны ($\alpha = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$; — — $\theta = 0^\circ, \dots - \theta = 10^\circ; \dots - \theta = 30^\circ$); б) – наклонное падение TM-волны ($\alpha = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$; — — $\theta = 0^\circ, \dots - \theta = 10^\circ; \dots - \theta = 30^\circ$)

ры ее частотно-селективные свойства практически не изменяются. Резонансы прохождения электромагнитной волны наблюдаются на тех же частотах, что и при нормальном падении. Однако при возбуждении экрана наклонной TE-волной, в отличие от случая возбуждения TM-волной, полное прохождение электромагнитных волн не наблюдается. Уменьшение квадрата модуля поперечной составляющей электрического поля отраженной волны на частотах резонансов полного

отражения при увеличении угла падения TM -волны θ (рис. 7, б) связано с уменьшением амплитуды поперечной составляющей ее электрического поля, которая в соответствии с выражением (1) зависит от угла падения θ .

Представляет значительный интерес сравнить частотно-селективные свойства экранов с прямоугольными и коаксиально-секторными отверстиями при наклонном падении электромагнитной волны.

На рис. 8 показаны зависимости квадратов модулей поперечных компонент отраженного электрического поля при наклонном падении на поверхности экранов двух типов плоской линейно поляризованной TM -волны. В обоих случаях угол падения волны составлял $\theta = 30^\circ$, а толщина экранов была равна $h = 30$ мм. Остальные параметры экранов и отверстий не изменялись. Учитывалось распространение только одной пространственной гармоники.

Из сравнения зависимостей на рис. 8, рис. 7, б и рис. 6 следует, что рабочая полоса частот экрана с прямоугольными отверстиями уменьшилась более чем в четыре раза, по сравнению со случаем нормального падения, а частотная характеристика экрана с коаксиально-секторными отверстиями осталась практически без изменений. Сравнение про-

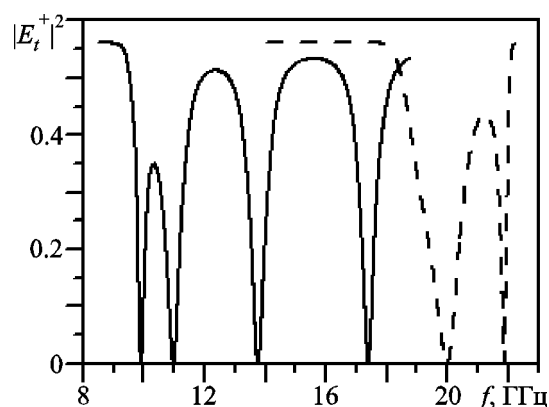


Рис. 8. Зависимость квадрата модуля поперечных компонент электрического поля отраженной волны $|E_t^+|^2$ от частоты при наклонном падении TM -волны ($h = 30$ мм, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$): — — экран с коаксиально-секторными отверстиями; - - - — экран с прямоугольными отверстиями

водилось при одинаковых поперечных сечениях базовых ячеек экранов.

4. Выводы

С помощью операторного метода и на основе разработанного алгоритма расчета обобщенных матриц рассеяния решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов исследованы зависимости от частоты модуля коэффициента отражения экрана с коаксиально-секторными отверстиями при нормальном и наклонном падении плоских линейно поляризованных электромагнитных TE - и TM -волн. Рассчитаны зависимости модуля коэффициента отражения от толщины экрана и поляризации падающей волны. Обнаружены новые резонансы полного прохождения электромагнитных волн в том диапазоне частот, в котором не возможно получить подобные резонансы на экранах конечной толщины с другой формой отверстий.

Проведен сравнительный анализ частотно-селективных свойств экрана с коаксиально-секторными отверстиями и экрана с прямоугольными отверстиями. Показано, что применение экранов с коаксиально-секторными отверстиями в качестве частотно-селективных покрытий позволяет расширить диапазон рабочих частот антенных систем в низкочастотную область. Установлено, что частотно-селективные свойства экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями практически не зависят от угла падения плоской волны на поверхность экрана в пределах значений $0 \leq \theta \leq 30^\circ$.

Авторы выражают признательность профессору Н. Н. Колчигину за полезные конструктивные замечания и обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Mittra R., Chan C. H., and Cwik T. Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review // IEEE Proc. – 1988. – Vol. 76, No.12. – P. 1593-1615.
2. Munk B. A. Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000. – 410 p.

3. Wu T. K. and Lee S. W. Multiband Frequency Selective Surface with Multiring Patch Elements // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1994. – Vol. 42, No. 11. – P. 1484-1490.
4. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. – 542 с.
5. Грибовский А. В., Мангушина Ю. В. Алгоритм расчета обобщенных матриц рассеяния двумерно-периодической решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов // Вісник Харківського національного університету. Математичне моделювання. Інформаційні технології. Автоматизовані системи управління. – 2009. – Вип. 11, № 847. – С. 106-115.
6. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – Киев: Наукова думка, 1984. – 239 с.
7. Anre W. Fliflet, Larry R. Barnett, and J. Mark Baird. Mode coupling and power transfer in a coaxial sector waveguide with a sector angle taper // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1980. – Vol. 28, No. 12. – P. 1482-1486.
8. Грибовский А. В., Просвирнин С. Л., Резник И. И. Отражательная фазированная антенная решетка из прямоугольных волноводов конечной глубины // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, №1. – С. 52-60.
9. Gribovsky A. V. and Prosvirnin S. L. Frequency-Selective Properties of a Multi-Element Screen with Rectangular Waveguide Channels // Telecommunications and Radio Engineering. – 2005. – Vol. 63, No. 2. – P. 119-130.
10. Gribovsky A. V. and Prosvirnin S. L. Frequency-Selective Characteristics of a Screen Having Rectangular Apertures and Waveguide Loads // Telecommunications and Radio Engineering. – 2005. – Vol. 64, No. 12. – P. 981-990.

Частотно-селективні властивості плоского екрану скінченної товщини з коаксіально-секторними отворами

Ю. В. Антоненко, О. В. Грибовський

Операторним методом досліджено частотні залежності модуля коефіцієнта відбиття екрану з коаксіально-секторними отворами за нормального та похилого падіння плоских лінійно поляризованих електромагнітних *TE*- та *TM*-хвиль. Виконано порівняльний аналіз частотно-селективних властивостей екрану з коаксіально-секторними отворами та екрану з прямокутними отворами.

Frequency-Selective Properties of a Plane Screen of Finite Thickness with Coaxial-Sector Apertures

J. V. Antonenko and A. V. Gribovskiy

The operator method investigates the reflectance module of a screen with coaxial-sector apertures at normal and oblique incidence of a plane linearly polarized electromagnetic *TE*- and *TM*-mode as function of frequency. The contrastive analysis of frequency-selective properties of a screen with coaxial-sector apertures and a screen with rectangular apertures has been performed.