

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-

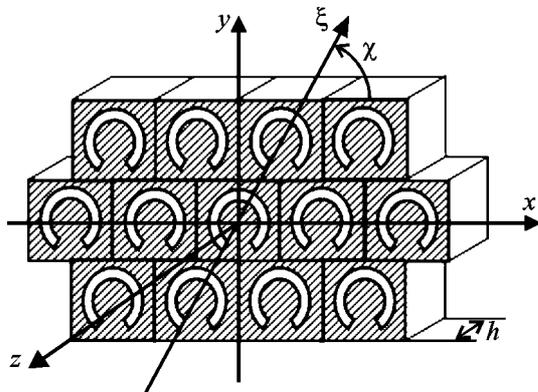


Рис. 1. Фрагмент экрана с коаксиально-секторными отверстиями

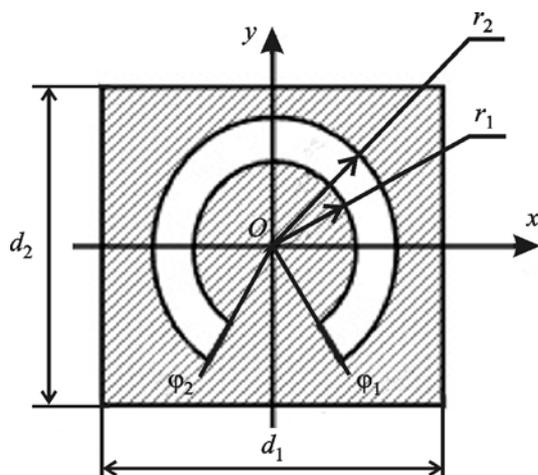


Рис. 2. Базовая ячейка экрана

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

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

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

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

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

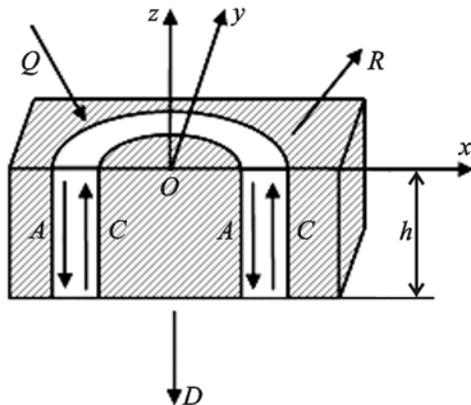


Рис. 3. Сечение базовой ячейки плоскостью zOx

где Q – вектор амплитуд падающего поля; R – вектор амплитуд пространственных гармоник отраженного поля; D – вектор амплитуд пространственных гармоник прошедшего поля; A, C – амплитуды волноводных волн, распространяющихся или затухающих соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси Oz ; \hat{R}_+ – оператор отражения плоских электромагнитных волн решетки полубесконечных волноводов со стороны свободного пространства; \hat{T}_+ – оператор прохождения плоских волн в волноводы решетки полубесконечных волноводов со стороны свободного пространства; \hat{R}_-, \hat{T}_- – операторы отражения и прохождения волноводных волн решетки полубесконечных волноводов со стороны волноводов [5]. Операторы \hat{R}_\pm, \hat{T}_\pm представляют собой бесконечные матрицы, элементами которых являются амплитуды распространяющихся и не распространяющихся пространственных гармоник и волноводных волн. Оператор \hat{e} учитывает изменение фазы электромагнитного поля волноводных волн по толщине 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 модуля коэффициента отражения при нормальном падении на экран плоской линейно поляризованной 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.

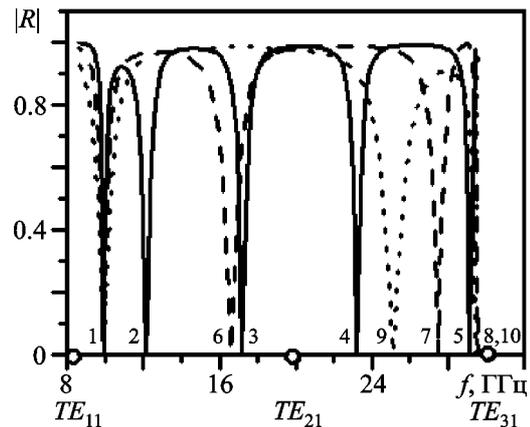


Рис. 4. Зависимости модуля коэффициента отражения TE -волны (нормальное падение) от частоты при различной толщине экрана: ... – $h = 5$ мм, --- – $h = 10$ мм, — – $h = 20$ мм

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-

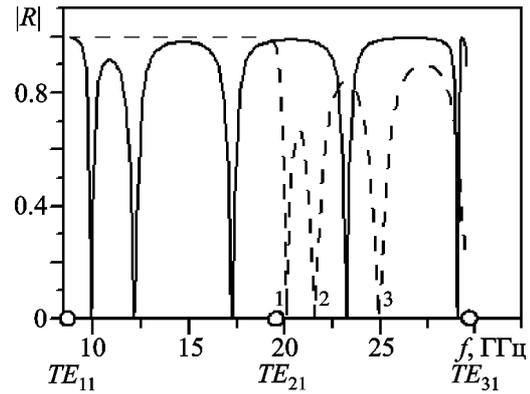


Рис. 5. Зависимости модулей коэффициентов отражения плоских TE - и TM -волн при нормальном падении на поверхность экрана толщиной $h = 20$ мм: — — $\alpha = 0^\circ$ (TE -волна), - - - - $\alpha = 90^\circ$ (TM -волна)

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-

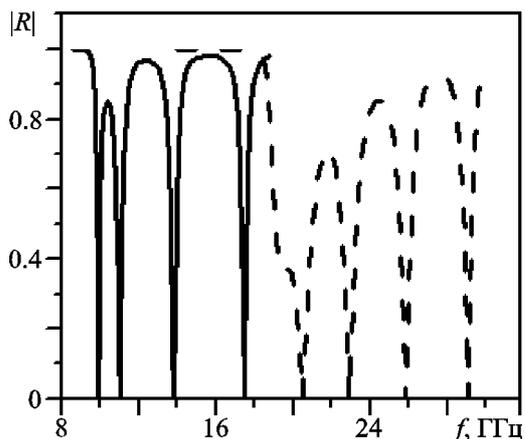


Рис. 6. Зависимости модулей коэффициентов отражения ТЕ-волны от частоты для экранов с коаксиально-секторными (—) и прямоугольными (---) отверстиями при нормальном падении

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 ТЕ- и ТМ-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 ТЕ- или ТМ-волны в пределах значений $0 \leq \theta \leq 30^\circ$ для данных параметров структу-

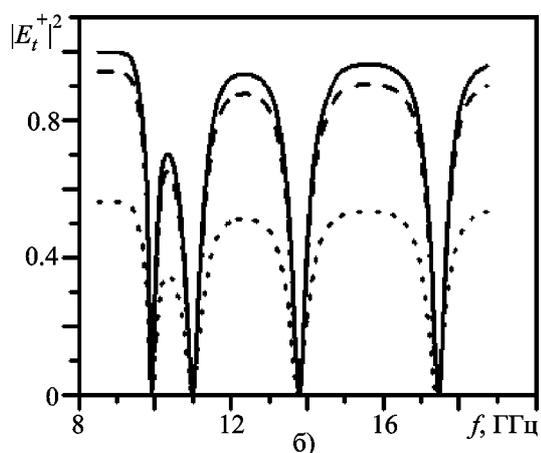
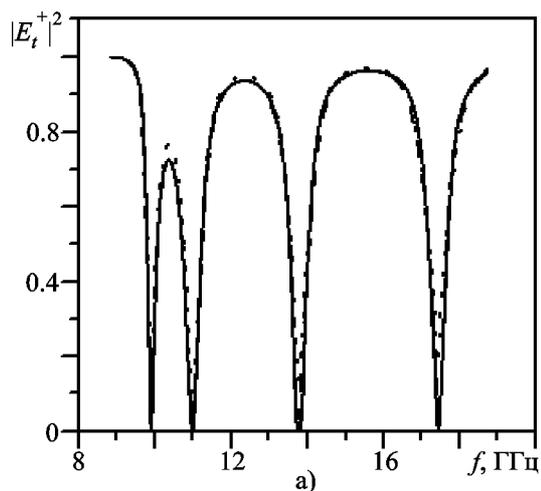


Рис. 7. Зависимости квадрата модуля поперечной компоненты электрического поля отраженной волны $|\vec{E}_t^+|^2$ от частоты при $h = 30$ мм: а) – наклонное падение ТЕ-волны ($\alpha = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$; — — $\theta = 0^\circ, \dots - \theta = 10^\circ; \dots - \theta = 30^\circ$); б) – наклонное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

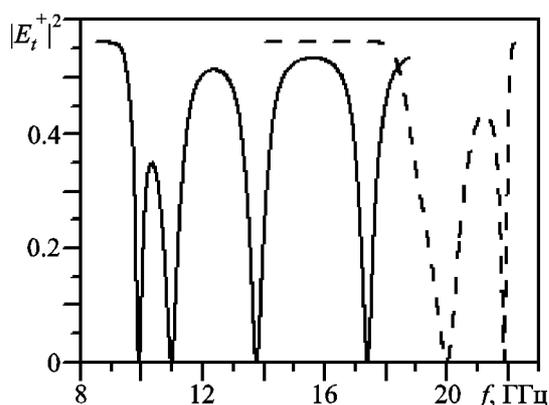


Рис. 8. Зависимость квадрата модуля поперечных компонент электрического поля отраженной волны $|E_t^+|^2$ от частоты при наклонном падении TM -волны ($h = 30$ мм, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$): — — экран с коаксиально-секторными отверстиями; - - - — экран с прямоугольными отверстиями

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.