

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ
СИСТЕМЫ

УДК 621.396.67

БИФОКАЛЬНАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ РЕШЕТКА

© 2019 г. В. А. Калошин^{1, *}, Ле Доан Тринь², Е. В. Фролова¹¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7²Московский физико-технический институт (государственный университет),
Российская Федерация, 141700 Долгопрудный, Московской обл., Институтский пер., 7

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 13.07.2018 г.

После доработки 20.07.2018 г.

Принята к публикации 20.07.2018 г.

Предложена и исследована бифокальная планарная двухэтажная волноводно-щелевая антенная решетка, состоящая из планарного волновода с одним или несколькими облучателями и решетки заполненных диэлектриком прямоугольных металлических волноводов с парными продольными щелями на широких стенках. В результате решения задачи синтеза показано, что форма зеркала и щели связи является эллиптической, и найдено положение щелей в прямоугольных волноводах, которое обеспечивает отсутствие фазовых aberrаций для двух положений облучателя в планарном волноводе. С использованием феноменологической теории волноводно-щелевых решеток и метода конечных элементов проведено численное моделирование характеристик сканирования луча при перемещении облучателя по фокальной кривой, проходящей через фокусы эллипса. Показано, что величина сектора сканирования планарной бифокальной решетки большого электрического размера с эллиптическим зеркалом существенно больше, чем у аналогичной системы с параболическим зеркалом.

DOI: 10.1134/S003384941907009X

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие одним из интенсивно развивающихся направлений исследований является разработка и исследование планарных сканирующих и многолучевых антенных решеток [1–8]. Для формирования многолучевой диаграммы направленности используется диаграммо-образующая система на основе планарного волновода с расположенными внутри облучателями. Над планарным волноводом расположена антенная решетка. В случае использования волноводно-щелевой антенной решетки появляется возможность частотного сканирования многолучевой диаграммы направленности.

В простейшем случае конструкция антенной решетки содержит два этажа, связанных параболической щелью или системой отверстий, которая замыкается параболическим зеркалом [2, 3]. Однако система с параболическим зеркалом не может обеспечить широкоугольную многолучевую диаграмму из-за aberrаций, возникающих при смещении облучателя из фокуса параболы. Для уменьшения aberrаций при сканировании луча в работе [1] использована бифокальная зеркально-линзовая система на основе волноводной линзы, в работах [4–8] – трехфокальная система на основе линзы Ротмана. В работе [9] в качестве диаграммо-образующей предложена и исследована двухзеркальная апланатическая система, в

работе [10] – трехзеркальная, а в работе [11] – трехфокальная волноводная зеркально-линзовая система с одинаковыми длинами волноводов. Однако применение многозеркальных, линзовых и зеркально-линзовых систем приводит к усложнению конструкции и увеличению потерь.

Цель данной работы – показать возможность построения бифокальной волноводно-щелевой антенной решетки на основе простой двухслойной конструкции с эллиптическим зеркалом.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуемая антенная решетка (рис. 1) состоит из двух этажей: первого – в виде планарного волновода 1 с расположенным внутри одним или несколькими облучателями 2 и второго – в виде решетки прямоугольных волноводов 3, заполненных диэлектриком, которые возбуждаются отрезком планарного волновода 4. В широкой стенке каждого прямоугольного волновода периодически расположены парные продольные щели 5. Щели внутри пары сдвинуты поперек волновода, симметрично относительно средней линии, и вдоль волновода – на половину длины волны в волноводе. При этом пары щелей в соседних волноводах в общем случае сдвинуты вдоль оси волновода.

Планарные волноводы на первом и втором этажах связаны через щель 6 в общей стенке. К

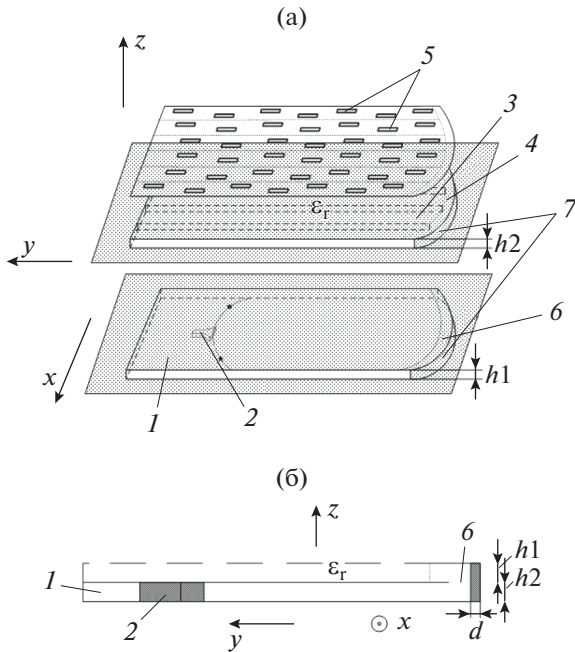


Рис. 1. Конструкция антенной решетки: а – общий вид, б – поперечное сечение.

краю щели связи примыкает общее коротко-замыкающее зеркало 7.

Цилиндрическая волна, излученная рупором, распространяется по планарному волноводу 1 на первом этапе. Через щель связи 6 часть энергии волны попадает в планарный волновод 4, расположенный на втором этапе, другая часть – попадает на зеркало 7, отражается и снова через щель связи 6 попадает в верхний волновод 4. Далее энергия моды планарного волновода делится между модами прямоугольных волноводов. Эти моды, распространяясь вдоль волноводов, излучают энергию через щели в широких стенках, в результате чего при условии синфазного излучения формируется узкий луч. Ширина щели связи выбирается из условия минимального отражения (максимального коэффициента передачи энергии в прямоугольные волноводы).

При перемещении фазового центра облучателя вдоль фокальной кривой изменяются фазовые соотношения между модами прямоугольных волноводов и, в результате, осуществляется сканирование луча антенны. При расположении на фокальной кривой нескольких облучателей может быть реализован многолучевой режим излучения бифокальной антенной решетки.

2. СИНТЕЗ ФОРМЫ ЗЕРКАЛА И ПОЛОЖЕНИЯ ЩЕЛЕЙ

Рассмотрим задачу синтеза формы зеркала (щели связи) и положения центров щелей в прямоугольных волноводах в декартовой системе ко-

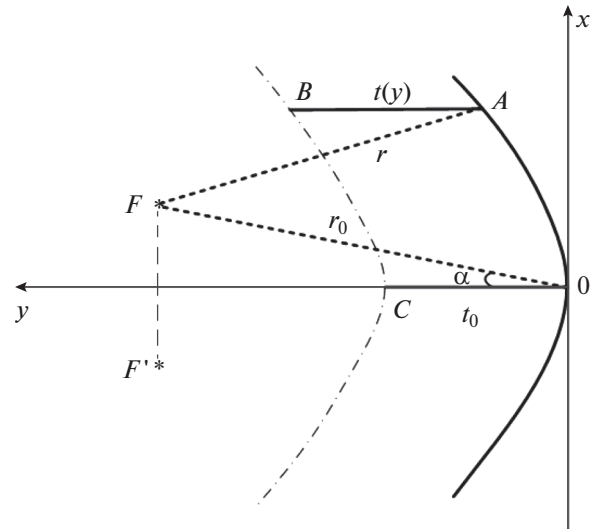


Рис. 2. Сечение зеркала и положение щели (звездочками обозначено положение фокусов).

ординат x, y, z (см. рис. 1) с целью обеспечения синфазности излучения под заданным углом места θ относительно нормали к плоскости решетки (оси z) при двух положениях источника (фазового центра облучателя). Для этого необходимо равенство всех эйконалов (оптических путей): от источника до фронта плоской волны через центр соответствующей щели.

Пусть источник расположен в точке F (рис. 2), прямая $F0$ образует угол α с осью y , $F0 = r_0$ – расстояние от точки F до центра зеркала (точка 0), $FA = r$ – расстояние от точки F до произвольной точки A на зеркале, имеющей координаты $(x, y, 0)$, $0C = t_0$ – расстояние от центра зеркала до линии размещения центров щелей, $AB = t(y)$ – расстояние от точки A до линии размещения центров щелей. Определим профиль зеркала и линию положения центров щелей, которые обеспечивают преобразование цилиндрической волны, излучаемой источником, в плоскую волну, лучи которой (нормали к фронту) образуют угол θ к оси z , а проекция лучей на плоскость XOY образует угол φ с осью y .

Предполагается, что каждый волновод решетки излучает на минус первой гармонике, формируя конический фронт, лучи которого образуют угол β относительно оси y . Этот угол определяется формулой [12, 13]:

$$\cos \beta = \frac{\gamma p - 2\pi}{kp}, \quad (1)$$

где γ – постоянная распространения вытекающей волноводной моды; p – период размещения щелей вдоль волновода (вдоль оси y); k – постоянная распространения в свободном пространстве.

Преобразование цилиндрического фронта источника, расположенного в точке F , в плоский

фронт излучения решетки будет выполнено, если эйконалы центрального и любого другого луча будут равны, т.е.

$$FO + n(t(0)) = FA + nt(y) + BH. \quad (2)$$

Здесь и далее без ограничения общности предполагается, что выходной плоский фронт проходит через точку C , $n = c/v$ (v – фазовая скорость волно-

водной моды, c – скорость света в вакууме), BH – расстояние от точки B до плоского фронта.

Как видно на рис. 2,

$$BH = y \cos \beta - n(t(0) - t(y)) \cos \beta + x \sin \alpha,$$

$$r = \sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x + r_0 \sin \alpha)^2}.$$

Подставляя два последних выражения в формулу (2), получаем

$$n(t(0) - t(y)) = \frac{\sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x + r_0 \sin \alpha)^2} - r_0 - y \cos \beta - x \sin \alpha}{1 - \cos \beta}. \quad (3)$$

Для лучей, исходящих из фокуса F' , расположенного симметрично точке F относительно оси

y , нетрудно получить аналогичное уравнение, которое будет отличаться только знаком угла α :

$$n(t(0) - t(y)) = \frac{\sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x - r_0 \sin \alpha)^2} - r_0 - y \cos \beta + x \sin \alpha}{1 - \cos \beta}. \quad (4)$$

Вычитая уравнение (4) из уравнения (3) и преобразуя, получаем квадратное уравнение:

$$x^2 \cos^2 \alpha + y^2 - 2r_0 y \cos \alpha = 0. \quad (5)$$

Положив $y = y' + r_0 \cos \alpha$, уравнение (5) можно преобразовать к виду

$$\frac{y'^2}{(r_0 \cos \alpha)^2} + \frac{x^2}{r_0^2} = 1. \quad (6)$$

Уравнение (6) определяет профиль зеркала и является уравнением эллипса. При этом его фокусами являются точки F и F' , а полуоси эллипса равны соответственно r_0 и $r_0 \cos \alpha$. При задании значений r_0 и α формула (6) определяет функцию $y = f(x)$, которая не зависит от значения β . Это значит, что профиль зеркала не зависит от частоты.

Перейдем к определению положения щелей в прямоугольных волноводах. Рассмотрим задачу синтеза кривой положения центров щелей на частоте, соответствующей излучению по нормали. В этом случае $\beta = 90^\circ$, и из формулы (4) следует, что $t = t_0$, т.е. линия размещения щелей по форме совпадает с образующей зеркала и смещена относительно нее вдоль оси y на величину t_0 (рис. 3, кривая 2). Складывая уравнения (3) и (4), находим линии положения центров щелей для других величин угла β :

$$t = t_0 + \frac{y \sin \beta}{1 - \sin \beta}. \quad (7)$$

На рис. 3 приведены также результаты расчета линий положения центров щелей для $\beta = 60^\circ$ (кривая 1) и 120° (кривая 3) по формуле (7).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕШЕТКИ

Излучение антенной решетки моделировалось с использованием двух методов – приближенной феноменологической теории и численного метода конечных элементов.

В сферической системе координат, ось z которой направлена перпендикулярно апертуре решетки, выражение поля излучения решетки волноводов со щелями в дальней зоне в рамках феноменологической теории записывается в виде:

$$E(\theta, \varphi) = \frac{\exp(-ikr)}{\lambda r} \sum_{n=1}^{2N} \sum_{m=1}^M E_{0nm} f_0(\theta, \varphi) \times \exp[ik \sin \theta (X_{nm} \cos \varphi + Y_{nm} \sin \varphi)],$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве, X_{nm}, Y_{nm} – координаты щелей, $E_{0n,m} = A_{n,m} \exp(-i\varphi_{n,m})$, $A_{n,m}, \varphi_{n,m}$ – начальные амплитуды и фазы щелей, $f_0(\theta, \varphi)$ – диаграмма направленности щели, N – число волноводов решетки, M – число щелей вдоль волноводов.

Для идеально согласованной решетки диаграмма направленности элемента (с учетом взаимодействия между элементами) не зависит от вида элемента и имеет вид [12, 13]

$$f_0(\theta, \varphi) = \sqrt{\cos \theta}. \quad (8)$$

В качестве приближения можно принять, что начальные амплитуды поля элементов решетки $A_{n,m}$ в зависимости от координат щелей $X_{n,n}, Y_{n,m}$ имеют вид

$$A_{n,m} = \exp(-\alpha Y_{n,m}) \cos(\eta X_{n,m}/D), \quad (9)$$

где α – постоянная затухания волны в волноводе, η – коэффициент, зависящий от уровня облуче-

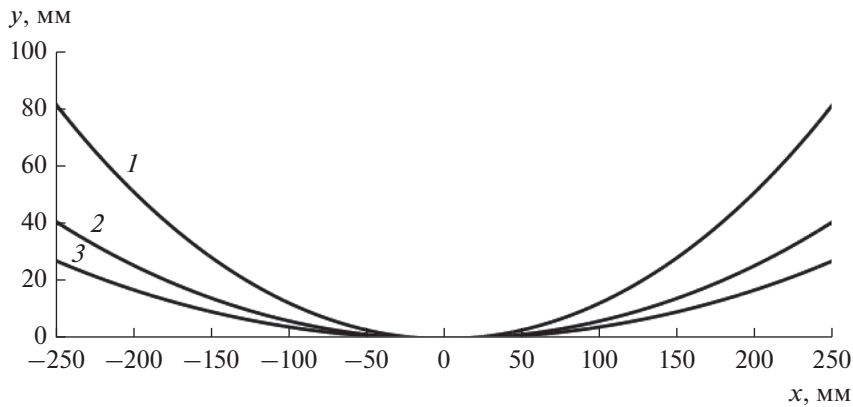


Рис. 3. Линии положения центров щелей для $\beta = 60^\circ$ (кривая 1), 90° (кривая 2) и 120° (кривая 3).

ния кромок зеркала. Приближенное выражение для фазы поля в щелях представим в виде

$$\varphi_{n,m} = \gamma Y_{n,m} + kL_{1,m}, \quad (10)$$

где γ – постоянная распространения волны в волноводе без щелей, $L_{1,m}$ – эйконал от фазового центра рупора до центра щели с номером (1, M).

Рассмотрим характеристики сканирования решетки в азимутальной плоскости на фиксированной частоте при изменении положения источника на фокальной кривой. Фокальная кривая в этом случае близка к окружности с центром в середине зеркала и проходит через два фокуса эллипса. Для представления характеристик сканирования по азимуту решетки целесообразно перейти к новой системе координат, в которой ось z направлена вдоль направления распространения волноводных мод. В такой системе сканирование луча в пространстве (фазовое сканирование за счет перемещения источника) характеризуется лишь изменением азимутального угла φ (отсчитываемого от оси x в плоскости XOY) [14], при этом луч перемещается по конусу, угол при вершине которого равен углу места максимума излучения минус первой гармоники при $\varphi = 0$.

При численном моделировании анализировалась двухэтажная структура, показанная на рис. 1. Первый этаж структуры представляет собой планарный волновод с воздушным заполнением ($\epsilon_r = 1$) и расстоянием между стенками $h_1 = 5$ мм. На втором этаже находится решетка заполненных диэлектриком ($\epsilon_r = 2.25$) прямоугольных волноводов с парными продольными щелями. Поперечное сечение волноводов 15×5 мм, щели располагаются на широких стенках вдоль волновода на расстоянии четверти ширины волновода от центральной линии с периодом $p = 23.5$ мм, который соответствует направлению излучения минус первой гармоники под углом $\theta_m = 99^\circ$ от оси z . Щели внутри пары сдвинуты вдоль оси волновода на 13.4 мм (половину длины волны в волноводе на частоте 10 ГГц) и поперек волновода – на 7.5 мм.

На рис. 4а–4в представлены характеристики сканирования описанной модели решетки в виде зависимости нормированного КНД решетки от азимутального угла φ для трех величин электрического размера зеркала $D/\lambda = 10, 20$ и 40 . На каждом из рисунков переменным параметром является расстояние между фокусами эллипса dF , нормированное на поперечный размер решетки D заданное при синтезе линии щелей: $dF/D = 0.15, 0.25, 0.35, 0.45$ (кривые 1–4 соответственно). Все зависимости нормированы на максимальный КНД соответствующей решетки с параболическим зеркалом. Максимальное смещение рупора, облучающего зеркало, ограничено в поперечном направлении величиной $D/2$, при этом фокальная кривая полностью лежит в пределах апертуры решетки. Увеличение электрического размера решетки достигается увеличением числа волноводов и, соответственно, их длины при фиксированных длине волны излучения и остальных параметрах.

Как видно на рис. 4а–4в, с увеличением электрического размера зеркала сектор сканирования уменьшается, что объясняется ростом фазовых aberrаций на входе волноводов решетки. Как и следовало ожидать, с увеличением расстояния между фокусами эллипса при синтезе линии расположения щелей сектор сканирования увеличивается (см. рис. 4), и с увеличением электрического размера зеркала характеристика сканирования принимает характерную для бифокальной системы форму (с провалом в центре сектора сканирования, см. рис. 4б, 4в).

Представляет интерес сравнение характеристик сканирования предложенной бифокальной системы с эллиптическим зеркалом и аналогичной системы с параболическим зеркалом. На основе приближенной теории были проведены вычисления для решетки с параболическим зеркалом, все параметры которой (размеры решетки, эквивалентное фокусное расстояние, параметры волноводов, частота излучения и т.д.) совпадают с параметрами решетки с эллиптическим зеркалом, описанной выше. Результаты сравнения характеристик ска-

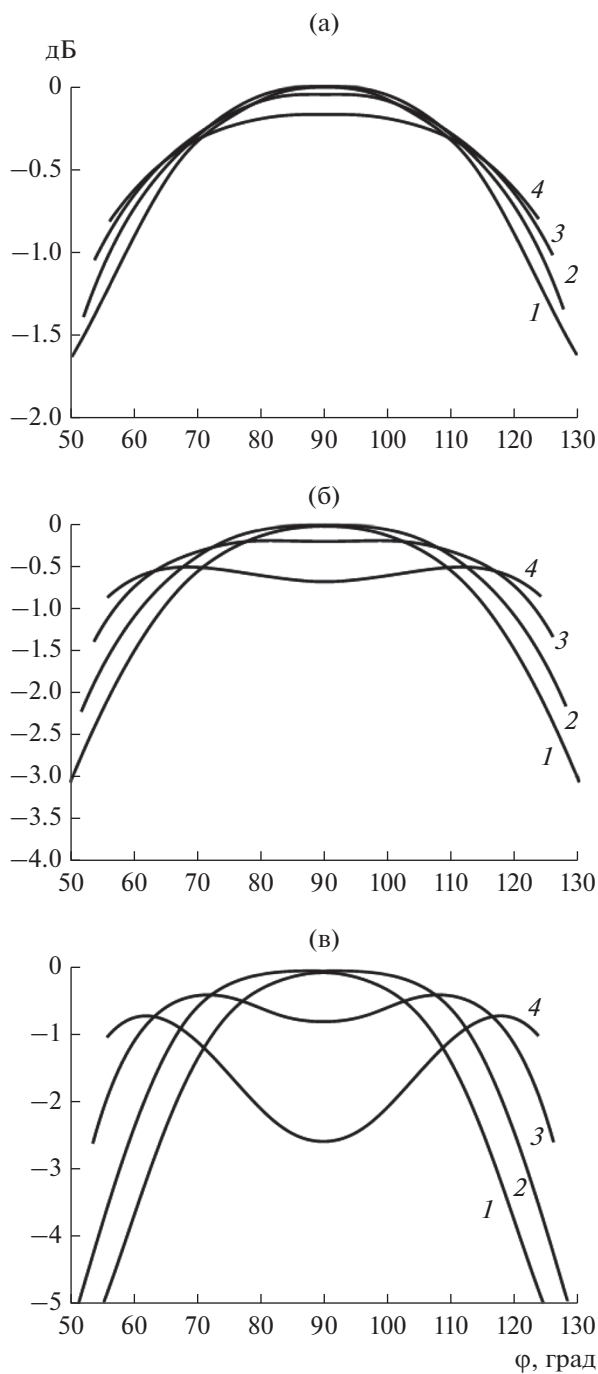


Рис. 4. Зависимости нормированного КНД бифокальной решетки от азимутального угла при $D/\lambda = 10$ (а), 20 (б) и 40 (в) для $dF/D = 0.15$ (1), 0.25 (2), 0.35 (3), 0.45 (4).

нирования однофокальной и бифокальной решетки с расстоянием между фокусами $dF/F = 0.25$

Номер щели	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Длина, мм	6.6	7.8	8.4	8.8	9.1	9.4	9.6	9.8	9.9	10.2	10.5	10.4

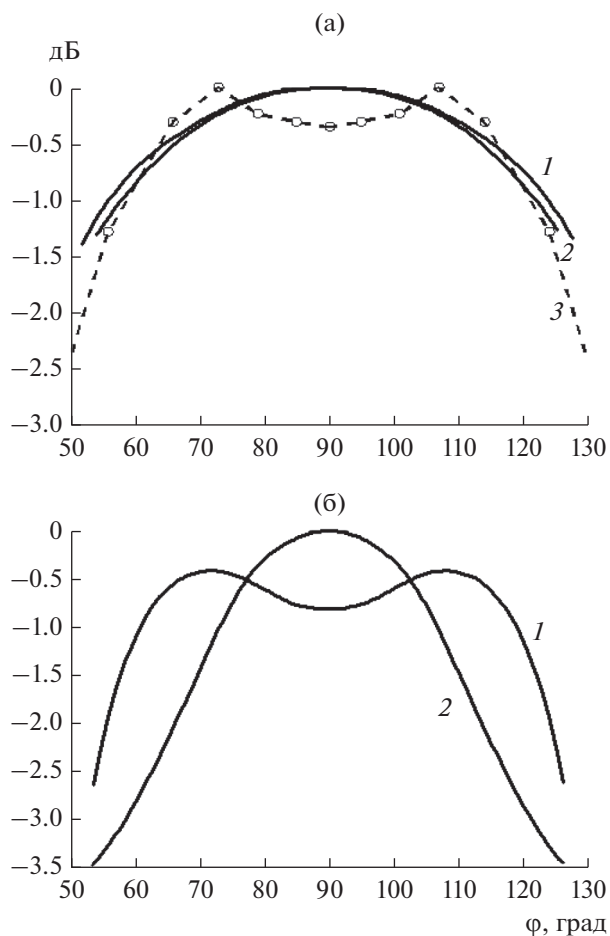


Рис. 5. Характеристики сканирования бифокальной (кривая 1) и однофокальной (кривая 2) решеток при $D/\lambda = 10$ (а) и 40 (б) (феноменологическая теория), кривая 3 – бифокальной решетки (метод конечных элементов).

приведены на рис. 5а для $D/\lambda = 10$ и на рис. 5б для $D/\lambda = 40$. На рис. 5а приведена также характеристика сканирования бифокальной решетки, рассчитанная методом конечных элементов для следующих параметров: продольный и поперечные размеры решетки, щели и зеркала $D = 300$ мм, $h_1 = h_2 = 5$ мм, малая полуось эллипса (расстояние от зеркала до линии, соединяющей фокусы эллипса на первом слое) $b = 245$ мм, расстояние между фокусами $c = 75$ мм. Длины щелей менялись вдоль волноводов с целью реализации на средней частоте рабочего диапазона (10 ГГц) амплитудного распределения в виде “косинуса на пьедестале”. Длины щелей в зависимости от номера щели приведены ниже.

В качестве облучателя использовался *H*-секториальный рупор длиной 210 мм, возбуждаемый волноводом с размером широкой стенки 23 мм. Размер апертуры рупора 53 мм выбран из условия облучения кромки зеркала с угловым размером 60° на частоте 10 ГГц по уровню –13 дБ.

Как видно из рис. 5, при малых электрических размерах ($D/\lambda = 10$) сектор сканирования бифокальной решетки практически совпадает с сектором сканирования решетки с параболическим зеркалом. Однако при больших электрических размерах ($D/\lambda = 40$) сектор сканирования бифокальной решетки по уровню –1 дБ превышает сектор сканирования однофокальной почти в два раза. Как следует из расчетов, с ростом расстояния между фокусами выигрыш в величине сектора сканирования решетки с эллиптическим зеркалом увеличивается, однако при этом увеличивается провал КНД в центре сектора сканирования.

Следует отметить, что результаты вычислений характеристик сканирования бифокальной решетки методом конечных элементов отличаются от результатов, полученных в рамках феноменологической теории, наличием небольшого провала в центре сектора сканирования (см. рис. 5а). При этом результаты вычислений характеристик сканирования в рамках приближенной феноменологической теории хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [13] для решетки с параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 0.667D$ и размером $D = 10\lambda$. Результаты сравнения приведены на рис. 6. Диаграммы направленности (ДН), полученные экспериментально для различных положений облучающего рупора в планарном волноводе, изображены на рисунке кривыми 1–13. Огибающая их максимумов (штриховая кривая) рассчитана с использованием описанной выше феноменологической теории.

Наличие провала у кривой 3 на рис. 5а можно объяснить тем, что оптимизация ширины щели с целью максимизации коэффициента передачи мощности K_n в прямоугольные волноводы была проведена при положении фазового центра облучателя в фокусах эллипса. В результате этой оптимизации была получена ширина щели связи $d_1 = 5$ мм, а величина расстояния от щели связи до первой линии щелей в прямоугольных волноводах $d_2 = 7.8$ мм. При данных положениях облучателя азимутальный угол максимума диаграммы направленности отклонен от оси волновода на 109°, а величина коэффициента передачи составляет примерно 0.4 дБ (см. рис. 7). При центральном положении облучателя величина коэффициента передачи падает примерно на 0.3 дБ, что объясняет соответствующий провал на рис. 5а.

Далее методом конечных элементов было проведено моделирование излучения бифокальной волноводно-щелевой решетки с указанными вы-

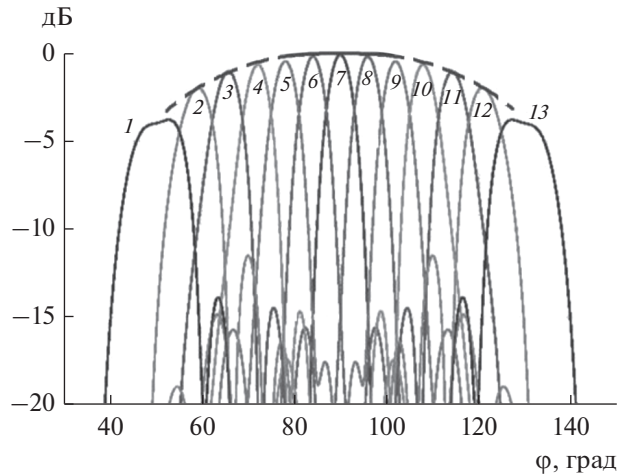


Рис. 6. Экспериментальные ДН (1–13) сканирующей решетки с параболическим зеркалом (штриховая линия – огибающая, полученная в приближении феноменологической теории).

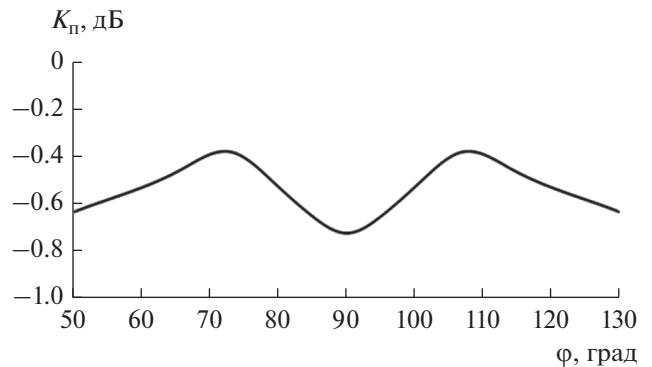


Рис. 7. Зависимость коэффициента передачи K_n от азимутального угла.

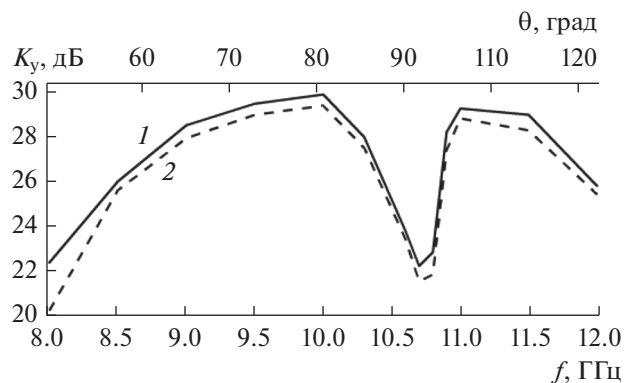


Рис. 8. Зависимости коэффициента усиления от частоты (1 – облучатель в фокусе, 2 – в центре).

ше параметрами при частотном сканировании. На рис. 8 приведена зависимость коэффициента усиления от частоты (угла места максимума диаграммы направленности) для положения облучателя в фокусе (кривая 1) и в центре (кривая 2). На рис. 9

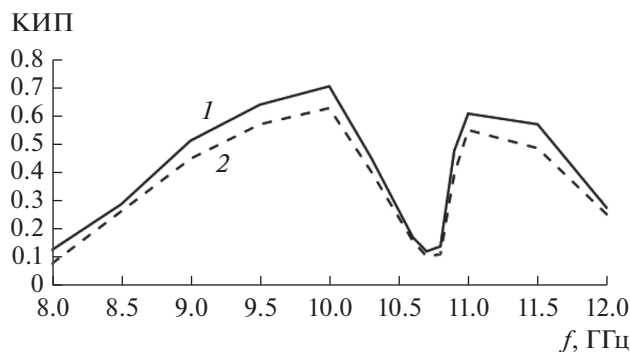


Рис. 9. Зависимости КИП от частоты (1 – облучатель в фокусе, 2 – в центре).

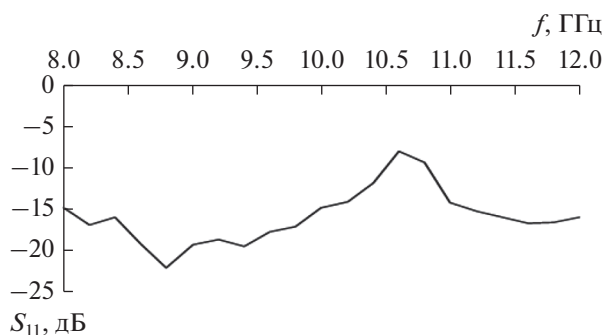


Рис. 10. Зависимость коэффициента отражения от частоты.

приведена аналогичная зависимость для коэффициента использования поверхности (КИП).

Как видно из рис. 8 и 9, коэффициент усиления антенной решетки и КИП резко падают в области частот, близких к частоте 10.7 ГГц, соответствующей излучению по нормали к решетке. Это падение объясняется “эффектом нормали” – резким увеличением коэффициента отражения в данной области частот (рис. 10) из-за синфазного сложения отраженных мощностей от щелей в волноводах. Следует отметить, что при удалении от частоты 10.7 ГГц КИП достигает достаточно больших величин (0.7).

Отметим, что эффект нормали можно в значительной степени ослабить использованием парных поперечных щелей вместо парных продольных [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Предложенная двухэтажная волноводно-щелевая антенная решетка с эллиптическим зер-

калом позволяет расширить сектор сканирования в азимутальной плоскости по сравнению с аналогичной решеткой с параболическим зеркалом, причем чем больше электрический размер решетки, тем большее расширение может быть получено.

2. Феноменологическая теория, предполагающая, что все щели являются согласованными, а фазовая скорость в волноводах решетки совпадает с фазовой скоростью в волноводе без щелей, позволяет правильно описать падение КИП при сканировании по азимуту.

3. Сектор частотного сканирования (по углу места) ограничен главным образом рассогласованием решетки для углов излучения, близких к нормали. Это ограничение может быть преодолено, например, использованием парных поперечных щелей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калошин В.А. // Труды 13 Междун. Крымской конф. СВЧ техника и телекоммуникационные технологии, Crimico-2003. Севастополь. Сентябрь 2003. С. 383.
2. Ettore M., Gandini E., Sauleau R. // Proc. 5th European Conf. on Antennas and Propagation (EUCAP). 2011. Rome. P. 2947.
3. Банков С.Е., Грачев Г.Г., Дупленкова М.Д., Фролова Е.В. // РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 552.
4. Tekkouk K., Ettore M., Le Coq L., Sauleau R. // IEEE Trans. 2016. V. AP-64. № 2. P. 504.
5. Tekkouk K., Ettore M., Sauleau R., Casaletti M. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI). Chicago. IL. USA. 2012. P. 2979.
6. K. Vo Dai T., Nguyen T., Kilic O. // IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting. 2017. San Diego. P. 2129.
7. Liu Y., Yang H., Jin Z., Zhu J. // IEEE Trans. 2018. V. AP-68. (Early Access).
8. Шишилов А.В. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 7.
9. Банков С.Е., Фролова Е.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 5. С. 463.
10. Венецкий А.С., Калошин В.А., Нгуен К.Т., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/4/text.pdf>
11. Калошин В.А., Нгуен Х.Д., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/3/text.pdf>.
12. Hansen R.C. // Phased Array Antennas. Willey-Int. 2009. Банков С.Е. // Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.
13. Калиничев В.И., Бабаскин А.А. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/14/text.pdf>.