

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ
СИСТЕМЫ

УДК 621.396.67

ЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА
СО 180-ГРАДУСНЫМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

© 2019 г. В. А. Калошин¹, *, В. И. Калиничев¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 29.04.2018 г.

После доработки 29.04.2018 г.

Принята к публикации 20.06.2018 г.

Предложена и исследована линейная волноводно-щелевая антенная решетка со 180-градусным сектором частотного сканирования, выполненная в виде заполненного диэлектриком прямоугольного металлического волновода с периодически расположенными в широкой стенке парными поперечными щелями. В полосе частот, соответствующей одномодовому режиму волновода, волноводно-щелевая решетка в низкочастотной части диапазона излучает на нулевой пространственной гармонике, а в высокочастотной части диапазона — на минус первой. На основе приближенной теории определены параметры волновода, удовлетворяющие требованию частотного сканирования в 180-градусном секторе. Результаты приближенной теории в целом подтверждены результатами численного моделирования характеристик сканирования с использованием метода конечных элементов.

DOI: 10.1134/S0033849419060032

ВВЕДЕНИЕ

Антенны вытекающей волны могут излучать на нулевой, минус первой и других пространственных гармониках [1–3]. В волноводно-щелевых решетках излучение происходит, как правило, на минус первой пространственной гармонике, а излучение на нулевой гармонике является паразитным. Для подавления излучения на нулевой гармонике используются волноводы с парными продольными щелями, расположенными вдоль волновода со сдвигом на половину длины волноводной моды на средней частоте диапазона. При этом сканирование луча происходит, как правило, в заднем полупространстве относительно направления распространения волноводной моды. При повышении частоты направление излучения перемещается в переднее полупространство, однако при этом может возникать паразитное излучение на минус второй пространственной гармонике. Кроме того, при переходе луча через нормаль к решетке из-за синфазного сложения отражения от щелей резко возрастает величина коэффициента отражения.

Возможен однолучевой режим излучения на минус первой гармонике, при котором с ростом частоты луч сканирует во всем секторе углов от -90° до $+90^\circ$ относительно нормали к излучающей апертуре. Однако этот режим достигается в случае материала заполнения волновода с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon > 9$) [4]

и при этом существенно возрастают тепловые потери.

Широкий сектор частотного сканирования в антенне вытекающей волны можно получить также при использовании прямоугольного металлодиэлектрического волновода, выполненного в интегральной форме в диэлектрической подложке с применением SIW-технологии [5]. Волновод нагружен на часто расположенные щели в верхней металлизации, образуя квази-однородную излучающую структуру, в которой основная мода H_{10} является вытекающей. При соответствующем выборе параметров волновода и щелей можно реализовать режимы распространения прямой (в верхней части рабочего диапазона) и обратной (в нижней части диапазона) вытекающих волн. В работе [6] при использовании решетки щелей в виде меандра сектор сканирования такой антенны при изменении частоты от 8.6 до 12.8 ГГц составил от -60° до $+60^\circ$, включая направление излучения по нормали на частоте перехода между режимами прямой и обратной волн.

Цель данной работы состоит в реализации 180-градусного сектора частотного сканирования волноводно-щелевой антенной решетки путем использования излучения нулевой пространственной гармоники в низкочастотной части одномодового диапазона и минус первой пространственной гармоники — в высокочастотной части диапазона

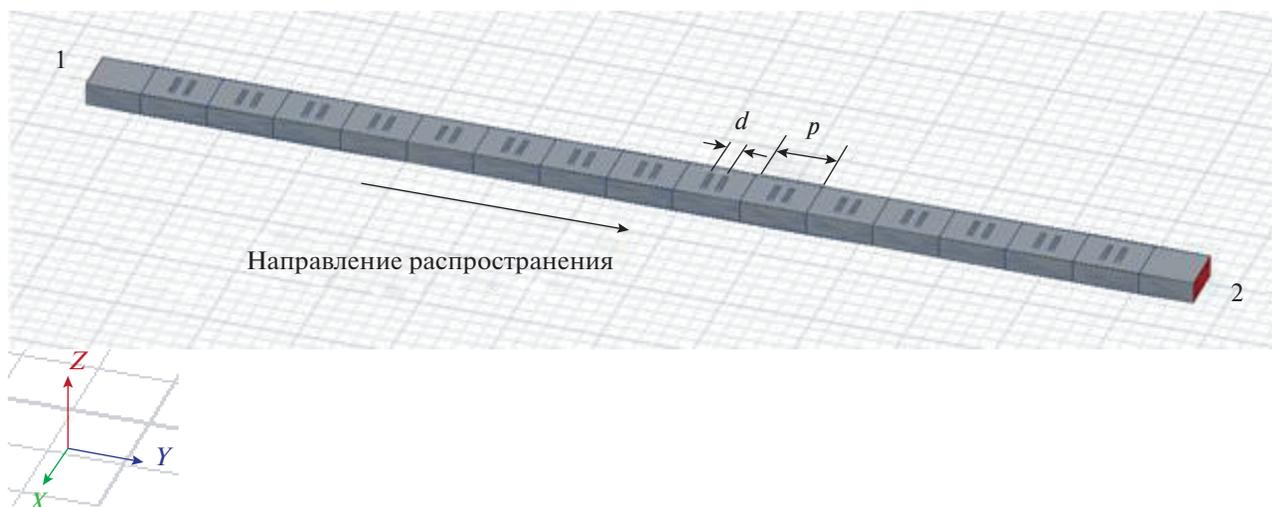


Рис. 1. Линейная волноводно-щелевая антенная решетка с парными поперечными щелями в широкой стенке; 1 и 2 – номера входов.

прямоугольного металлического волновода, заполненного диэлектриком с относительно небольшим значением диэлектрической проницаемости.

1. СИНТЕЗ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Рассмотрим волноводно-щелевую антенную решетку в виде металлического волновода прямоугольного сечения, заполненного диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ , размер широкой стенки которого a , а узкой – b . В верхней широкой стенке прорезаны парные узкие поперечные щели, расположенные вдоль волновода с периодом p и расстоянием d между их центрами (рис. 1).

Предположим, что щели не влияют на постоянную распространения $\beta_0 = [(k^2\epsilon - (\pi/a)^2)]^{1/2}$ основной моды (H_{10}) прямоугольного волновода, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, λ – длина волны на рабочей частоте f , ϵ – диэлектрическая проницаемость. Критическая частота волновода $f_c = c_\epsilon/\lambda_c$, где $\lambda_c = 2a$ – критическая длина волны, $c_\epsilon = c_0/(\epsilon)^{1/2}$ – скорость света в материале, заполняющем волновод. С ростом частоты направление излучения меняется от нормали на критической частоте f_c до направления распространения волноводной моды на частоте f_1 . Нетрудно показать, что частоте f_1 соответствует волновое число свободного пространства $k_1 = 2\pi/\lambda_1 = k_c/(\epsilon - 1)^{1/2}$, где $k_c = 2\pi/\lambda_c$.

Определим диэлектрическую проницаемость ϵ и период p , исходя из двух условий. Первое состоит в том, чтобы на той же частоте f_1 , на которой прекращается прямое излучение нулевой гармо-

ники, возникало излучение минус первой пространственной гармоники. Отметим, что на этой частоте минус первая гармоника излучает вдоль оси волновода в направлении, противоположном направлению распространения вытекающей моды. Постоянная распространения минус первой гармоники в периодической структуре с периодом p равна $\beta_{-1} = \beta_0 - 2\pi/p$ [1–3]. Ее излучение на частоте f_1 возникает, если β_{-1} по абсолютной величине становится равной волновому числу свободного пространства на этой частоте: $\beta_{-1}(f_1) = -k_1$ при условии $\beta_0(f_1) = k_1$. Отсюда находим, что для выполнения первого условия период структуры должен удовлетворять условию $p = \lambda_1/2$. Или, используя приведенное выше выражение для k_1 , получаем $p = a(\epsilon - 1)^{1/2}$.

Второе условие для выбора диэлектрической проницаемости материала заполнения состоит в том, чтобы задать направление излучения минус первой гармоники на верхней частоте рабочего диапазона. Выберем эту частоту равной критической частоте моды ближайшего высшего типа (H_{20}). Так как направление излучения минус первой гармоники на этой частоте может быть задано до некоторой степени произвольно, то выбор ϵ не является строго определенным. Обозначим направление излучения минус первой гармоники на частоте $f_2 = 2f_c$ через угол θ_0 относительно нормали к широкой стенке волновода. Тогда

$$\beta_{-1}(f_2) = \beta_0(f_2) - 2\pi/p = k_2 \sin(\theta_0).$$

Если угол θ_0 положителен, то минус первая гармоника на частоте f_2 излучает в переднем полупространстве относительно направления распространения вытекающей моды. Выполняя оба условия, получим трансцендентное уравнение,

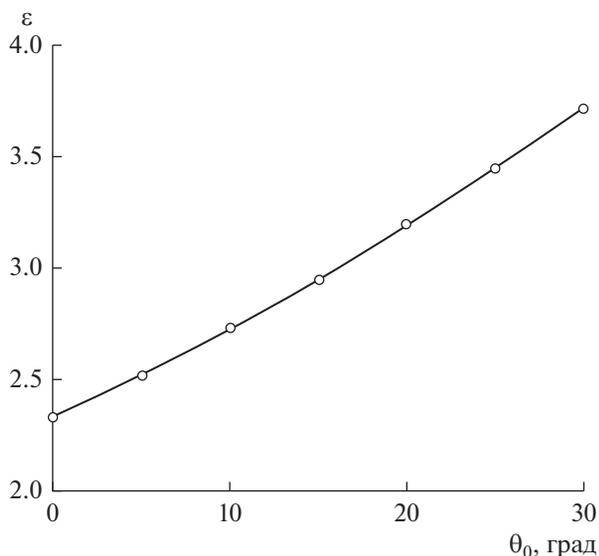


Рис. 2. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости материала заполнения волновода от направления излучения минус первой гармоники на верхней частоте диапазона.

которому должна удовлетворять величина ε при заданном значении угла θ_0

$$\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon-1}} \frac{\sin \theta_0}{[\varepsilon - (\sin \theta_0)^2]} + \frac{\sqrt{\varepsilon}}{2\sqrt{\varepsilon-1}} \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - (\sin \theta_0)^2}} \sqrt{4(\sin \theta_0)^2} + \varepsilon + 3 = 1. \quad (1)$$

Его решение в виде зависимости $\varepsilon(\theta_0)$ представлено на рис. 2. При изменении θ_0 от 0° до $+30^\circ$ соответствующая величина ε изменяется от 2.33 до 3.71.

Итак, при одновременном выполнении обоих приведенных выше условий имеем следующую картину излучения в диапазоне частот. В нижней части диапазона (на частотах от f_c до $f_1 = f_c [\varepsilon/(\varepsilon-1)]^{1/2}$) излучается нулевая гармоника, направление излучения которой относительно нормали изменяется соответственно от 0 до $+90^\circ$. Также на частоте f_1 возникает излучение минус первой гармоники под углом -90° . В интервале частот от f_1 до $f_2 = 2f_c$ направление ее излучения изменяется от -90° до θ_0 . Излучение по нормали к плоскости решетки имеет место на частоте $f_n = f_c [(\varepsilon+3)/(\varepsilon-1)]^{1/2}$. Таким образом, при $\theta_0 > 0$ в полосе частот одномодового режима волновода имеем полный (180-градусный) сектор частотного сканирования.

До сих пор не рассматривалась возможность излучения решетки на минус второй пространственной гармонике. Анализ в рамках той же приближенной модели показывает, что частота, при

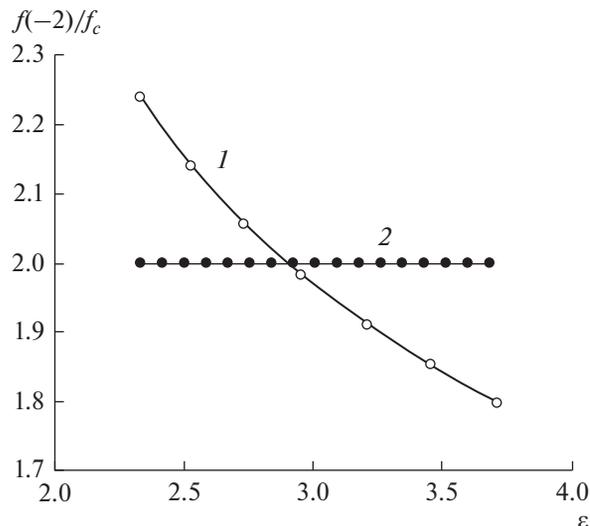


Рис. 3. Зависимость относительной частоты излучения минус второй гармоники от диэлектрической проницаемости материала заполнения (кривая 1) и отношение критической частоты ближайшей высшей моды H_{20} к критической частоте волновода (кривая 2).

которой она начинает излучать, определяется следующим выражением:

$$f(-2) = f_c \frac{4\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon-1}} \times \left[\sqrt{\frac{1}{(\varepsilon-1)^2} + \frac{1}{\varepsilon-1} + \frac{1}{16} - \frac{1}{\varepsilon-1}} \right], \quad (2)$$

где f_c – критическая частота волновода. При выводе этой формулы полагаем, что период структуры в зависимости от ε определяется приведенной выше формулой $p = a(\varepsilon-1)^{1/2}$. Зависимость относительной частоты излучения минус второй гармоники $f(-2)/f_c$ от величины ε приведена на рис. 3. На этом же рисунке пунктирной линией показано отношение критической частоты ближайшей высшей моды H_{20} к критической частоте волновода.

Таким образом, анализ в предположении отсутствия влияния щелей на фазовую постоянную показывает, что излучение на минус второй пространственной гармонике при $\varepsilon < 2.9$ возникает при частотах больше частоты возникновения высшей моды (H_{20}). В случае $\varepsilon > 2.9$ ограничение верхней рабочей частоты решетки определяется уже не критической частотой высшей моды H_{20} , а началом излучения минус второй гармоники.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проверки решения поставленной задачи, найденного в рамках приближенной теории, и получения точных количественных характеристик отражения и излучения при частотном ска-

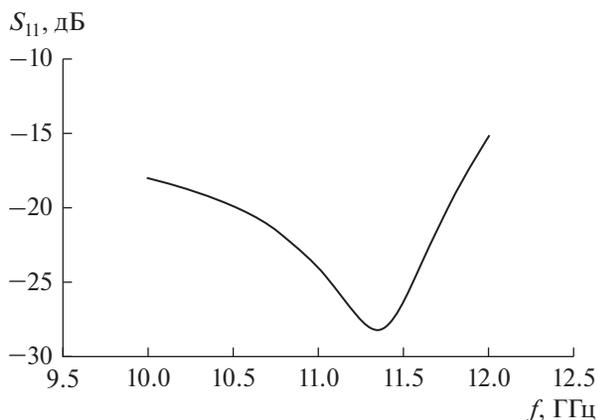


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от пары щелей в окрестности частоты излучения по нормали.

нировании была построена электродинамическая модель волноводно-щелевой антенной решетки в виде металлического прямоугольного волновода, заполненного диэлектриком, с парными поперечными щелями в широкой стенке (см. рис. 1). Для численного моделирования использован метод конечных элементов. В качестве примера рассмотрена волноводно-щелевая решетка из 15 пар щелей с периодом $p = a(\epsilon - 1)^{1/2} = 18.3$ мм в широкой стенке прямоугольного металло-диэлектрического волновода сечением 13.92×6.05 мм длиной 274.5 мм с диэлектрической проницаемостью материала заполнения $\epsilon = 2.73$, которой соответствует угол $\theta_0 = 10^\circ$ (см. рис. 2). Критическая частота ($f_c = 6.52$ ГГц) совпадает с критической частотой стандартного полого волновода 23×10 мм, а ча-

стота, на которой прекращается излучение нулевой гармоники и возникает излучение минус первой гармоники, $f_1 = f_c [\epsilon/(\epsilon - 1)]^{1/2} = 8.19$ ГГц. Частота излучения по нормали $f_n = f_c [(\epsilon + 3)/(\epsilon - 1)]^{1/2} = 11.87$ ГГц, критическая частота ближайшей высшей моды (H_{20}) $2f_c = 13.04$ ГГц.

Для того чтобы снизить величину коэффициента отражения от решетки на частоте излучения по нормали, щели в каждой паре должны быть разнесены примерно на четверть длины волны моды H_{10} в волноводе на этой частоте. Параметры щелей: длина 7 мм, ширина 1.5 мм, расстояние между их центрами $d = 4$ мм. Значение d выбрано чуть меньше четверти длины волны невозмущенной моды H_{10} в волноводе с учетом влияния щелей на постоянную распространения.

Результаты расчета зависимости коэффициента отражения на входе волновода с одной парой щелей от частоты приведены на рис. 4. Выход волновода нагружен на идеальную согласованную нагрузку. На рисунке видно, что при выбранных параметрах отражение от одной пары щелей в окрестности частоты f_n достаточно мало.

Результаты расчета частотной зависимости коэффициента отражения S_{11} и прохождения S_{21} в диапазоне 7...14 ГГц представлены на рис. 5, на котором видно наличие трех максимумов коэффициента отражения в указанном диапазоне частот. Первый максимум (на частотах вблизи $f_1 = 8.2$ ГГц) соответствует переходу от излучения нулевой пространственной гармоники к излучению минус первой. На этой частоте период равен половине длины волны в волноводе, которая в этом случае равна длине волны в свободном пространстве,

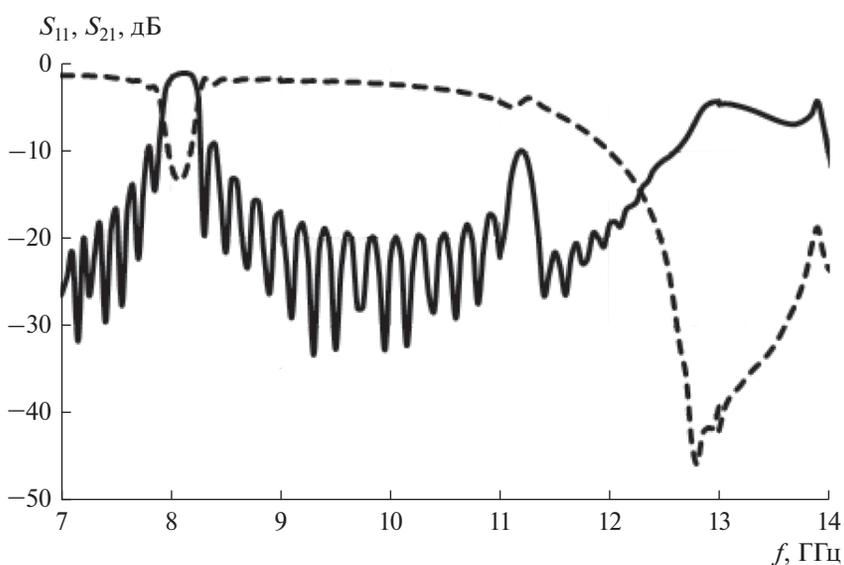


Рис. 5. Зависимость коэффициентов отражения S_{11} (сплошная линия) и прохождения S_{21} (штриховая линия) решетки от частоты.

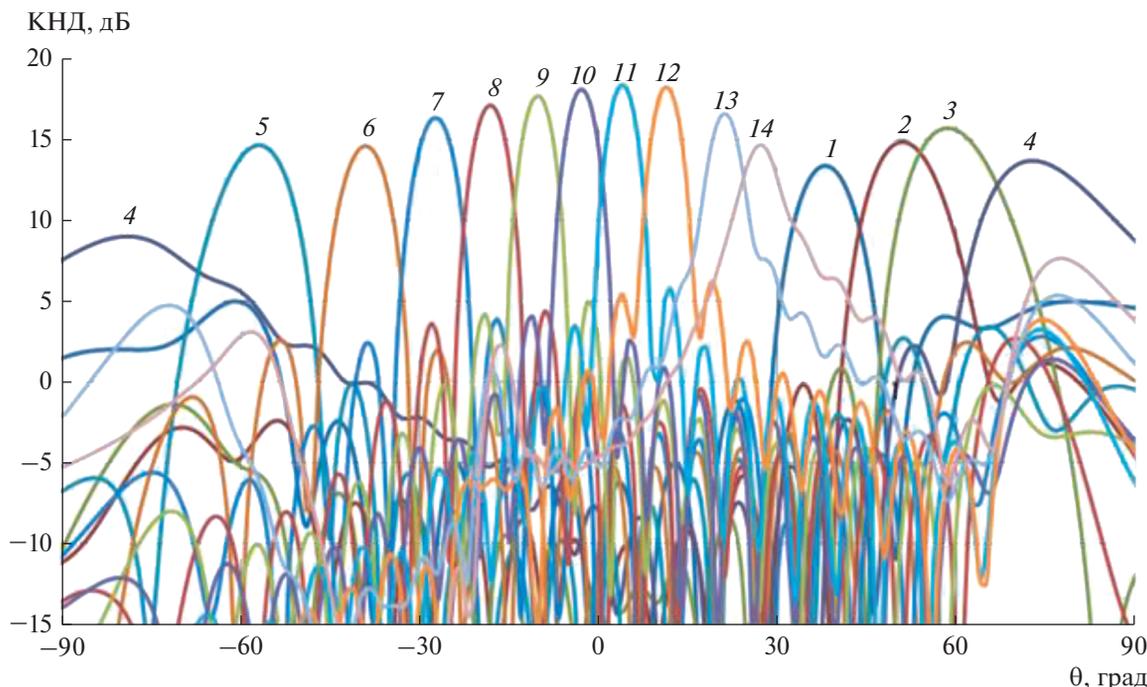


Рис. 6. Диаграммы направленности антенны на сетке частот: 7 (кривая 1), 7.3 (2), 7.5 (3), 8 (4), 8.5 (5), 9 (6), 9.5 (7), 10 (8), 10.5 (9), 11 (10), 11.5 (11), 12 (12), 12.5 (13), 12.7 ГГц (14).

что обеспечивает выполнение условия $\beta_0(f_1)p = \pi$, при этом отражения от пар щелей складываются синфазно. Второй максимум вблизи частоты $f'_n = 11.2$ ГГц соответствует частоте излучения по нормали, на которой расстояние между парами щелей равно длине волны в волноводе, тогда выполняется условие $\beta_0(f'_n)p = 2\pi$ и отражение от всех щелей также суммируется синфазно. Этот максимум существенно ниже первого за счет подавления отражения от каждой пары щелей (см. рис. 4). Рост отражения на частотах 13...14 ГГц, связан, по-видимому, с совместным эффектом суммирования отражения от щелей, возникновением волноводной моды H_{20} и началом излучения минус второй пространственной гармоники. Для более точного описания влияния этих эффектов на коэффициент отражения решетки в данной области частот требуется проведение дополнительных исследований.

Зависимости коэффициента направленного действия (КНД) от угла θ в верхней полуплоскости продольной плоскости YOZ на различных частотах представлены на рис. 6. Здесь, как и выше, угол θ отсчитывается от нормали к апертуре решетки. Из рисунка видно, что на частоте выше критической антенна начинает излучать на нулевой гармонике под углом θ , близким к углу $\sin^{-1}(\beta_0/k)$, как в любой антенне вытекающей волны, излучающей на нулевой гармонике [1]. Этому режиму соот-

ветствуют кривые 1–3. С ростом частоты фазовая постоянная β_0 приближается к волновому числу в свободном пространстве, а направление излучения приближается к оси волновода в направлении распространения моды (кривая 4). На частоте выше $f_1 = 8.2$ ГГц условия излучения на нулевой гармонике ($\beta_0 < k$) перестают выполняться, но при этом возникает излучение на минус первой гармонике. С ростом частоты угол ее излучения изменяется от -90° до угла θ_0 . Излучение в направлении нормали ($\theta = 0^\circ$) происходит на частоте $f'_n \approx 11.2$ ГГц. Согласно анализу, проведенному выше, эта частота определяется формулой

$$f'_n = f_c [(\epsilon + 3)/(\epsilon - 1)]^{1/2} \approx 11.9 \text{ ГГц.}$$

Таким образом, значение этой частоты, полученное из численного моделирования, отличается от приближенного значения примерно на 5...6%.

На рис. 6 видно, что максимальные значения КНД диаграмм направленности на некоторых частотах (кривые 1, 4, 14) меньше, чем на соседних частотах (соседние кривые). Первый минимум объясняется минимальным электрическим размером излучателя на минимальной частоте. Другие обусловлены сильными отражениями от щелей при распространении вытекающей моды в волноводе. Это приводит не только к резкому увеличению коэффициента отражения на входе решетки (см. рис. 5), но и, по-видимому, к сильным искажениям амплитудно-фазового распределения по-

ля вдоль волновода, которые, в свою очередь, приводят к падению КНД и росту бокового излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на примере заполненного диэлектриком прямоугольного металлического волновода с периодически расположенными парными поперечными щелями в широкой стенке показана возможность реализации 180-градусного сектора частотного сканирования луча, включая осевое излучение и излучение по нормали. Такой сектор сканирования обеспечивается реализацией двух режимов излучения вытекающей моды (на нулевой и минус первой пространственных гармониках).

Использование парных щелей, сдвинутых на четверть длины волны в волноводе, позволило в значительной степени подавить максимум коэффициента отражения на частоте, соответствующей излучению по нормали. Однако максимумы коэффициента отражения на частоте возникно-

вения излучения на минус первой гармонике и на верхнем краю рабочего диапазона остались. Анализ способов их подавления выходит за рамки данной работы.

Следует отметить, что полоса частот, необходимая для реализации 180-градусного сектора частотного сканирования, составляет почти октаву, т.е. данная волноводно-щелевая решетка является сверхширокополосной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уолтер К. Антенны бегущей волны / Пер. с англ. под ред. А. Ф. Чаплина. М.: Энергия, 1970.
2. Калошин В.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1984. № 11. С. 97.
3. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.
4. Modern antenna handbook / Ed. С.А. Balanis. N.Y.: John Wiley & Sons, 2008.
5. Jackson D.R., Caloz C., Itoh T. // Proc. IEEE. 2012. V. 100. № 7. P. 2194.
6. Dong Yu., Itoh T. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 3. P. 767.