

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ ИЗ ПРОВОДЯЩИХ ЛЕНТ НА ЭКРАНИРОВАННОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ ДЛЯ АНТЕННЫ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Останков А.В.,

Воронежский государственный технический университет,
avostankov@mail.ru

Кирпичева И.А.,

магистрант кафедры радиотехники,
Воронежский государственный технический университет,
kirpicheva89@mail.ru

Аннотация: Изложена авторская методика расчета параметров излучающего раскрыва дифракционной антенны вытекающей волны в режиме наклонного излучения. Раскрытие реализован на основе решетки из проводящих лент на экранированном диэлектрическом волноводе. Методика содержит ряд этапов, существенно опирающихся на авторскую математическую модель дифракции волны на периодической структуре. Приведены результаты расчетов, иллюстрирующие методику.

Ключевые слова: антенна дифракционного излучения, излучающий раскрыв, ленточная решетка, диэлектрический волновод, математическая модель, частотная характеристика.

CALCULATION OF PARAMETERS OF THE GRATING FROM CONDUCTIVE STRIPS ON THE SCREENED DIELECTRIC WAVEGUIDE FOR THE ANTENNA OF DIFFRACTION RADIATION

Ostankov A.V.,

Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Radio Engineering
of Voronezh State Technical University

Kirpicheva I.A.,

Undergraduate of the Department of Radio Engineering
of Voronezh State Technical University

Abstract. The author's design procedure of parameters of the radiating aperture of the diffraction antenna of a leaky wave in a mode of oblique radiation is stated. The radiating aperture is executed on the basis of a grating from conductive strips on the screened dielectric waveguide. The procedure contains a series of the stages essentially leaning against author's mathematical model of diffraction of a wave on periodic structures. The results of calculations illustrating a technique are presented.

Key words: the antenna of diffraction radiation, the radiating aperture, a strip grating, the dielectric waveguide, mathematical model, the frequency characteristic.

Введение. Антенны дифракционного излучения (дифракционные антенны вытекающей волны) уверенно занимают свою нишу среди микроволновых антенн специального назначения [1-3]. Принцип работы антенны дифракционного излучения базируется на эффекте преобразования поверхностной волны открытой линии передачи в объёмную волну, излучаемую за счёт периодического взаимодействия поверхностной волны с неоднородностями линии передачи [4]. Характерные размеры таких неоднородностей – элементов периодической дифракционной решётки – в отличие от замедляю-

щих систем соизмеримы с длиной излучаемой волны. Поэтому в решётках, на основе которых реализуются антенны дифракционного излучения, часто проявляются разнообразные волновые резонансы [5,6]. Расчёт параметров подобных дифракционных решёток является нетривиальной и актуальной задачей.

Одним из классических вариантов построения излучающего раскрыва антенны дифракционного излучения является использование ленточной решётки, размещаемой на экранированном планарном диэлектрическом волноводе, в котором с помощью специального устройства возбуждается поверхностная

волна [1,3]. При одностороннем возбуждении диэлектрического волновода в торец реализуется режим наклонного излучения, при центральном или встречном двухстороннем – строго поперечного излучения [3,7].

Цель работы – изложить методику расчёта параметров решётки из проводящих лент на экранированном диэлектрическом волноводе применительно к её использованию в качестве излучающего раскрыва антенны в режиме наклонного излучения и существенно опирающуюся на оригинальную математическую модель дифракции волны на периодической структуре.

Постановка задачи. Пусть антенна работает на приём и располагается в дальней зоне источника излучения, тогда к ней извне приходит однородная плоская электромагнитная волна. Рассмотрим случай линейной H -поляризации волны. С электродинамической точки зрения антенна представляет собой экранированный планарный диэлектрический волновод с нанесённой на его боковой поверхности периодической решёткой из проводящих лент (рис. 1, где d – период решётки). Диэлектрический волновод согласован с нагрузкой (устройством возбуждения). Пусть ширина излучающего раскрыва в направлении однородности лент составляет более $10\lambda_0$, длина – не менее $25\lambda_0$ (λ_0 – длина волны), тогда конечную решётку можно рассматривать как бесконечно протяжённую [4]. Будем полагать, что тепловые потери в лентах решётки отсутствуют, что в коротковолновой части сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона вполне допустимо.

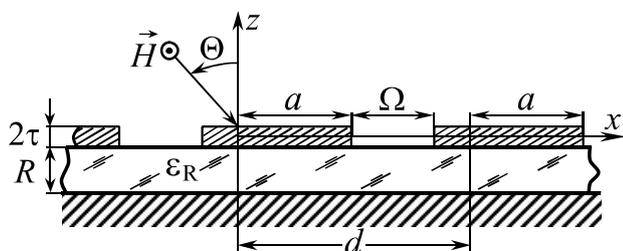


Рис. 1. Геометрия излучающего раскрыва в поперечном сечении

При таких условиях электродинамический анализ антенны сводится к решению задачи дифракции плоской однородной волны с линейной поляризацией на неограниченной строго периодической металлodieлектрической структуре. При решении задачи дифракции плоской волны на одномерно-периодической структуре рассеянное структурой поле представляется рядом Фурье по пространственным гармоникам [8,9]. Поскольку режим работы решётки одноволновый ($d/\lambda_0 < 1/(1+\sin\Theta)$), где Θ – угол прихода волны к решётке, рис. 1), тогда в части спектра рассеянного поля, соответствующего поверхностным волнам, доминирующей является гармоника (-1) -го порядка, которая распространяется противоположно направлению скольжения дифрагирующей волны (в этом направлении ориентировано устройство возбуждения) и является рабочей волной [9]. Отыскав каким-либо (аналитическим или численным) способом интенсивность (амплитуду, мощность) рабочей (-1) -й поверхностной гармоники, несложно найти отклик антенны на приходящую волну и оценить её основные характеристики.

Математическая формализация задачи. В работе [10] одним из соавторов данной статьи в рамках теории дифракции, основанной на прямых проекционных методах, выполнен электродинамический анализ бесконечной периодической структуры типа “щелевая решётка - диэлектрический волновод - металлическая гребёнка” (рис. 2 – с сохранением исходных обозначений) в режиме преобразования приходящей извне плоской волны линейной H -поляризации в поверхностную волну. Для решения краевой задачи в работе использованы метод частичных областей с представлением рассеянных полей рядами Фурье, например в области над структурой в виде

$$H_y^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp[j\gamma_n(z-\tau)] \exp(j\beta_n x), \quad (1)$$

и процедура переразложения модальных функций, описывающих поля в выделенных частичных областях, по базисам смежных областей.

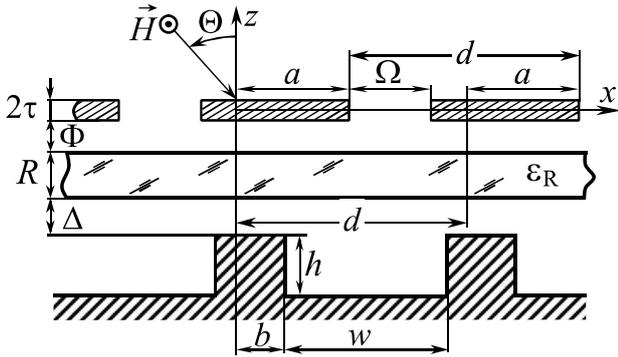


Рис. 2. Исходная электродинамическая структура, частным случаем которой является показанная на рис. 1

Показанная на рис. 1 геометрия является частным вариантом проанализированной в работе [10] структуры. Тогда электродинамическая модель преобразования волны ленточной решёткой на экранированном диэлектрическом волноводе определяется системой линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), приведённой в работе [10], при условии отсутствия в исходной структуре (рис. 2) обоих воздушных зазоров ($\Phi = \Delta = 0$) и равенства нулю глубины канавок экранирующей гребёнки.

Однако для снижения размерности и трудоёмкости численного решения задачи имеется возможность модификации исходной СЛАУ. Действительно, при наличии в плоскости раскрыва гребёнки металлического экрана H -компоненту поля дифракции внутри диэлектрического волновода удобно представить так, чтобы обеспечить автоматическое равенство нулю касательной компоненты электрического поля, например в виде:

$$H_y^{(ДВ)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \cos[\eta_n(z+\tau+R)] \exp(j\beta_n x). \quad (2)$$

Тогда промежуточные функциональные уравнения принимают несколько иной вид. Аналитические выкладки говорят о том, что результирующая СЛАУ для геометрии, представленной на рис. 1, может быть получена из СЛАУ [10] простой заменой в первой и второй подсистемах суммы $K_n \cdot \exp(-j\eta_n R) + L_n \cdot \exp(j\eta_n R)$

на $F_n \cdot \cos(\eta_n R)$, а разности переменных $K_n \cdot \exp(-j\eta_n R) - L_n \cdot \exp(j\eta_n R)$ – соответственно на $-jF_n \cdot \sin(\eta_n R)$, и отбрасыванием третьей подсистемы. Таким образом, имеем результирующую СЛАУ для анализа пространственного преобразования волн H -поляризации структурой типа “ленточная решётка – диэлектрический волновод – металлический экран”:

$$\begin{cases} \sum_{n=-N}^N \left[A_n \cdot (-j\Sigma_{ns}^+ + \Delta_n^s \gamma_n) + jF_n \cdot (-\Sigma_{ns}^+ \cos(\eta_n R) - \Delta_n^s \frac{\eta_n}{\epsilon_R} \sin(\eta_n R)) \right] = j\Sigma_{0s}^+ + \Delta_s^0 \gamma_s, \\ \sum_{n=-N}^N \left[A_n \cdot (+j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \gamma_n) + jF_n \cdot (-\Sigma_{ns}^- \cos(\eta_n R) + \Delta_n^s \frac{\eta_n}{\epsilon_R} \sin(\eta_n R)) \right] = -j\Sigma_{0s}^- + \Delta_s^0 \gamma_s, \end{cases} \quad (3)$$

где $s = \overline{-N, N}$; $2N+1$ – число учитываемых гармоник в пространственном спектре полей дифракции;

A_n, F_n – комплексные амплитуды гармоник поля над раскрывом и внутри волновода;

$$\gamma_n = \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}; \beta_n = k_0 \sin \Theta + 2\pi n/d; k_0 = 2\pi/\lambda_0$$

$$\eta_n = \sqrt{k_0^2 \epsilon_R - \beta_n^2}; q_m = \sqrt{k_0^2 - (m\pi/\Omega)^2};$$

$$\Sigma_{ns}^{\left\{ \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \right\}} = \sum_{m=0}^{4N} q_m \cdot V_{ms} \cdot T_{nm} \cdot \left\{ \begin{smallmatrix} \text{tg} \\ \text{ctg} \end{smallmatrix} \right\} (q_m \tau);$$

$$T_{nm} = \frac{\Psi_{nm}}{1 + \Delta_m^0}; V_{ms} = \frac{\Psi_{sm}^* \cdot \Omega}{2d};$$

$$\Psi_{nm} = \exp \left\{ j \left[\beta_n \left(a + \frac{\Omega}{2} \right) + \frac{m\pi}{2} \right] \right\} \times \left[\text{sinc} \left(\frac{\beta_n \Omega + m\pi}{2} \right) + (-1)^m \cdot \text{sinc} \left(\frac{\beta_n \Omega - m\pi}{2} \right) \right];$$

Δ_1^j – символ Кронекера;

$$\text{sinc}(x) = \sin(x)/x.$$

СЛАУ (3) пригодна для непосредственной численной реализации и однозначным образом разрешается относительно A_n и F_n . Располагая приемлемым ансамблем последних легко рассчитать поле рассеянной волны над (1) и внутри (2) структуры. На основе представленных соотношений несложно составить программу численного расчёта в системе компьютерной математики, например, MathCAD.

Методика расчёта параметров излучающего раскрыва и пример её использования. Для проектирования излучающего раскрыва антенны дифракционного излучения, реализованной на основе рассматриваемой структуры, предлагается экспресс-методика, содержащая элементы параметрического синтеза и иллюстрируемая конкретным примером:

1) выбор ширины щелей Ω ленточной решётки; её значение следует взять несколько меньшим $\lambda_0/2$; имеет смысл воспользоваться графиками в [4] или рекомендациями в [3]; положим $\Omega = d/4$;

2) толщина лент предполагается малой; хорошее соответствие модели с результатами анализа решётки из лент бесконечно малой толщины достигается при 2τ порядка $0.01d$ [6]; будем считать, что $2\tau = \lambda_0/80$;

3) выбор материала диэлектрического волновода; предпочтительны листовые диэлектрики, обладающие относительно малыми потерями и, как правило, небольшой относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_R ; пусть диэлектрик, из которого выполнен волновод, – полистирол с $\epsilon_R = 2.5$;

4) расчёт толщины планарного диэлектрического волновода R ; значение R существенно влияет на уровень поверхностной гармоники и его распределение по направлениям прихода волны и частоте; одним из возможных критериев выбора является фиксированный угол максимального приёма $\Theta_{-1\max}$ при вариации R в окрестности искомого значения (отсутствие резонансов) или же близость к рекомендуемой в [11] величине $\lambda_0/(2\sqrt{\epsilon_R})$, соответ-

ствующей толщине “прозрачного” диэлектрического слоя для волны, приходящей по нормали; результаты расчёта угло-частотных поверхностей раскрыва $|A_{-1}\gamma_{-1}| = f(\Theta, d/\lambda_0)$ для разных значений R (рис. 3) показывают, что для выбранных параметров при $R = (0.35-0.40)d$ значения угла максимального приёма практически одинаковы (вместе с тем, раскрыв обладает достаточно сильной угловой дисперсией, особенно при малой величине R); целесообразно взять $R = 0.35d$;

5) выбор периода решётки d (частотного параметра d/λ_0); также осуществляется на основе анализа расчётных угло-частотных поверхностей раскрыва при разных значениях R ; искомый параметр должен обеспечивать требуемую для высокой эффективности величину постоянной ослабления α_{-1} (зависящую от длины реализуемого раскрыва) [12], удалённость или близость (в зависимости от способа предполагаемого возбуждения) к режиму брэгговского резонанса [13], слабую зависимость угла максимального приёма от величины R ; так, для выбранных параметров из рис. 3 следует, что в качестве реализуемого частотного параметра d/λ_0 имеет смысл взять значение, равное 0.72; тогда угол максимального приёма $\Theta_{-1\max}$ составляют “минус” 6° (приемлемо для одностороннего возбуждения волновода в торец);

6) точный расчёт угло-частотной поверхности, оценка постоянной ослабления поверхностной волны, эффективности раскрыва; соответствующая рис. 3, ∂ угло-частотная характеристика раскрыва показана на рис. 4, *a* (штриховыми линиями выделен сектор углов максимального приёма, в пределах которого интенсивность поверхностной волны при фиксированном d/λ_0 снижается не более чем в $\sqrt{2}$ по сравнению с максимальным значением, наблюдаемым при $\Theta_{-1\max}$), частотная зависимость нормированной постоянной ослабления поверхностной волны приведена на рис. 4, *б*; эффективность раскрыва (произведение КПД на коэффициент использования поверхности раскрыва) [3,14] в предположении строго экспоненциального амплитудного распределения, рассчитанная на основе найденных значений α_{-1} для решётки из 30-ти периодов, показана на рис. 4,

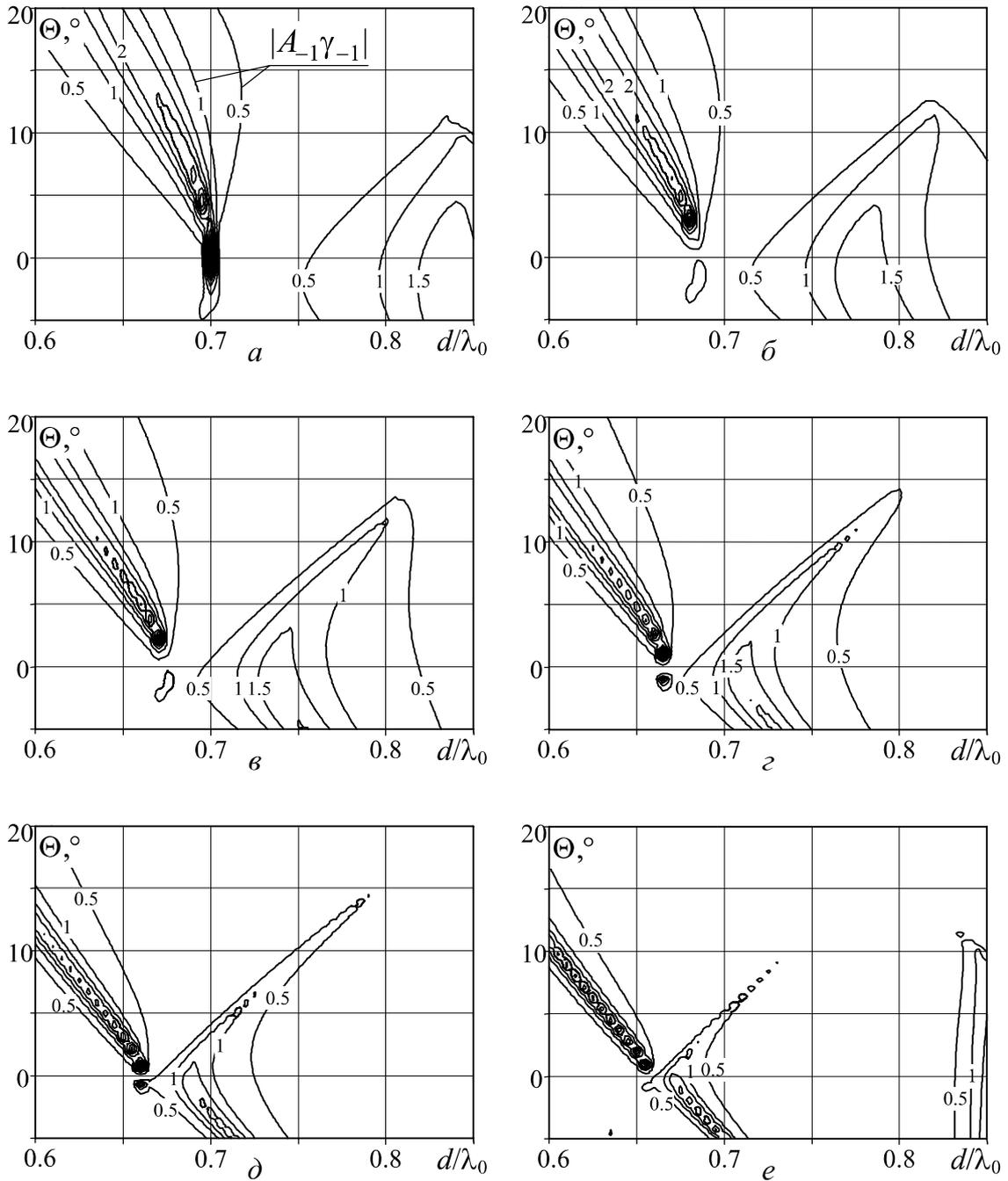


Рис. 3. Угло-частотные поверхности преобразования падающей волны в поверхностную волну раскрывом для разных R/d :
 $a - 0.15$, $b - 0.2$, $v - 0.25$, $z - 0.3$, $d - 0.35$, $e - 0.4$

ϵ ; применительно к выбранному значению d/λ_0 сектор максимального приёма составляют 2° , частотная

полоса – 1.5% , постоянная ослабления поверхностной волны $\alpha_{-1} = 0.0432/d$, эффективность – 80% ;

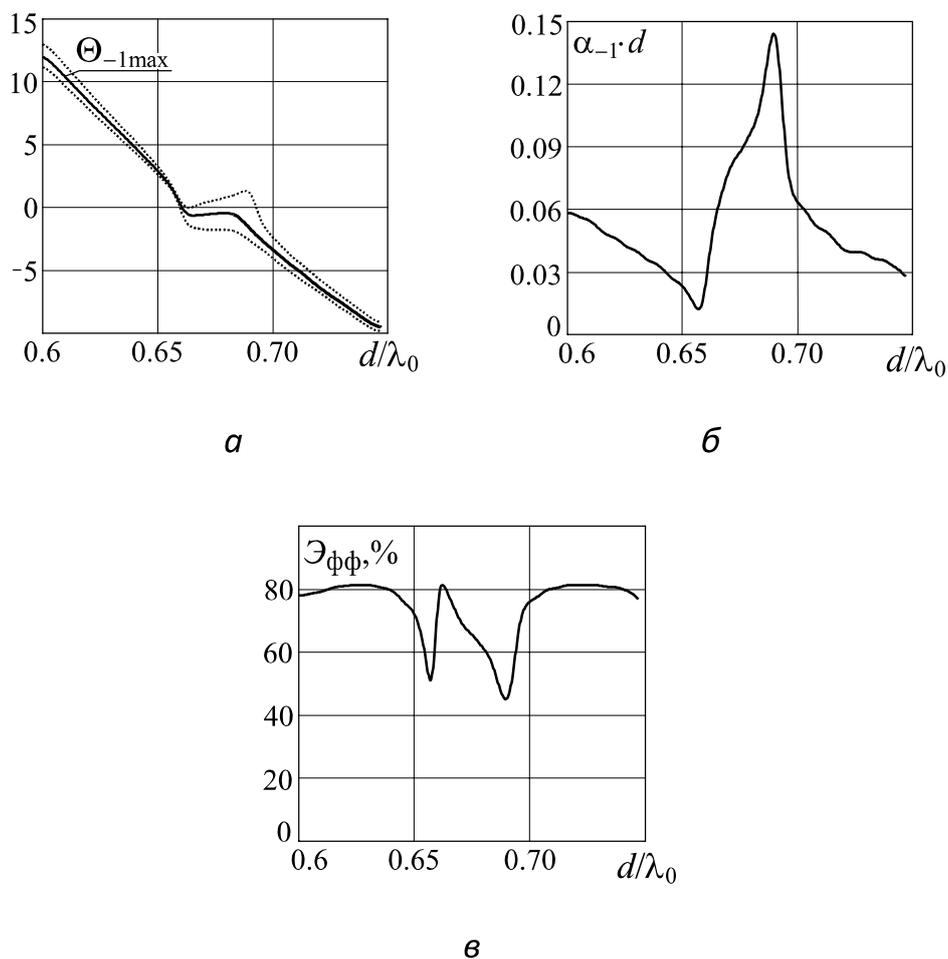


Рис. 4. Расчётные частотные характеристики раскрыва для выбранных параметров геометрии

7) выбор закона изменения ширины лент; ширину лент (щелей) решётки в направлении распространения вытекающей волны целесообразно варьировать, обеспечивая выравнивание амплитудного распределения в раскрыве; на рис. 5, а приведена расчётная зависимость интенсивности (-1)-й гармоники от угла падения волны и ширины лент ($d-\Omega$), соответствующие значения постоянной ослабления α_{-1} поверхностной волны показаны на рис. 5, б; из последнего графика следует, что на интервале значений $d-\Omega$ от $0.38d$ до $0.72d$ наблюдается увеличение α_{-1} , следовательно, ширина лент решётки должна возрастать вдоль направления распространения вы-

текающей волны, например, от $0.35d$ до $0.75d$ (включая выбранное ранее значение).

Следует заметить, что пункты 1, 4, 5 и 7 могут быть объединены, а соответствующие параметры найдены в результате оптимизации на основе хорошо апробированного к аналогичным задачам генетического алгоритма по методике, описанной в работах [15,16].

Представленная методика частично апробирована при разработке микроволновой антенны дифракционного излучения и продемонстрировала свою состоятельность.

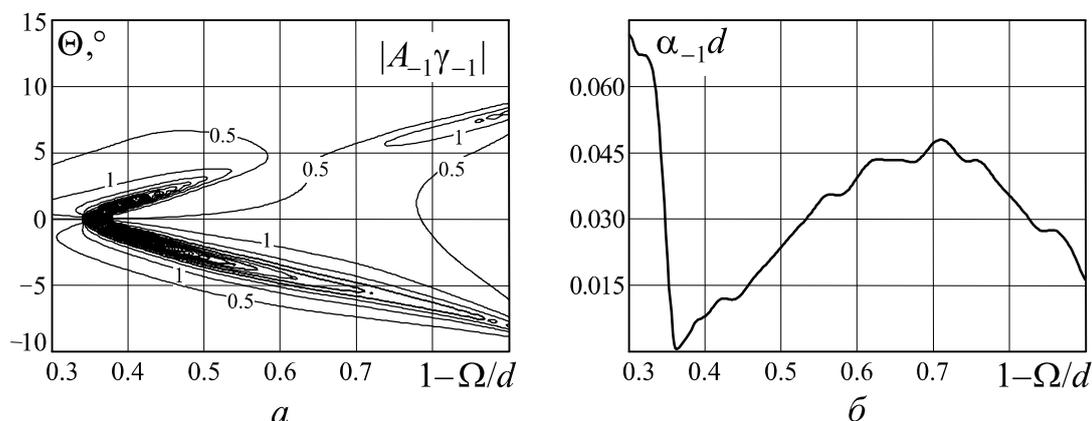


Рис. 5. Зависимости интенсивности и постоянной ослабления поверхностной волны от ширины лент решётки

Заключение. Таким образом, в работе предложена методика расчёта параметров решётки из проводящих лент на экранированном диэлектрическом волноводе применительно к её использованию в качестве излучающего раскрыва дифракционной ан-

тенны вытекающей волны в режиме наклонного излучения, существенно опирающаяся на авторскую математическую модель дифракции волны на периодической структуре.

Список литературы

1. Евдокимов, А. П. Антенны дифракционного излучения / А. П. Евдокимов // Физические основы приборостроения. – 2013. – Т. 2. – № 1. – С. 108-124.
2. Останков, А. В. Ретроспективный анализ возможностей, конструкций и основных характеристик дифракционных антенн вытекающей волны / А. В. Останков // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2010. – Т. 6. – № 8. – С. 75-81.
3. Климов, А. И. Разработка и исследование плоских дифракционных антенн СВЧ и КВЧ диапазонов с электрически управляемыми характеристиками. – Воронеж: Научная книга, 2010. – 118 с.
4. Шестопапов, В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: в 2 т. Т. 1.: Открытые структуры / В. П. Шестопапов. – Киев: Наук. думка, 1985. – 216 с.
5. Резонансные свойства системы планарный диэлектрический волновод – гребёнка / В. В. Крыжановский, С. В. Крыжановский, С. А. Стешенко, О. В. Чистякова // Радиофизика и электроника (Харьков). – 2008. – Т. 13. – № 3. – С. 481-488.
6. Останков, А. В. Электродинамические модели резонансных гребенчатых структур для анализа и синтеза высокоэффективных дифракционных антенн: дисс... д-ра техн. наук: 05.12.07 / Воронежский государственный технический университет. – Воронеж, 2011. – 421 с.
7. Останков, А. В. Оптимизация антенны дифракционного излучения, реализованной по интерферометрической схеме/ А. В. Останков // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2010. – Т. 6. – № 11. – С. 51-54.

8. Sirenko, Y. K. Modern theory of gratings. Resonant scattering: Analysis techniques and phenomena / Y. K. Sirenko, S. Ström. – Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2012. – 408 p.
9. Останков, А. В. Электродинамический метод анализа открытых металлодиэлектрических гребенчатых структур / А. В. Останков, В. И. Юдин // Радиотехника. – 2012. – № 2. – С. 31-37.
10. Моделирование рассеяния волн на щелевой решетке, экранированной периодической “гребенкой” со слоем диэлектрика / А. В. Останков, Ю. Г. Пастернак, О. И. Шерстюк, В. И. Юдин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2003. – Т. 6. – № 2. – С. 68-71.
11. Евдокимов, А. П. Дифракционные явления в антеннах вытекающих волн / А. П. Евдокимов, В. В. Крыжановский // Антенны. – 2003. – № 3-4 (70-71). – С. 50-56.
12. Дифракционные решетки в антеннах СВЧ и КВЧ диапазонов волн [Электронный ресурс]: учеб. пособие / В. И. Юдин, Ю. Г. Пастернак, А. В. Останков, К. Б. Меркулов. – Воронеж: ВГТУ, 2002. – 180 с.
13. Останков, А. В. Дифракционная антенна вытекающей волны с нестандартной реализацией излучающего раскрыва / А. В. Останков // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2010. – Т. 6. – № 8. – С. 17-26.
14. Останков, А. В. Расчет частотно-сканирующей антенны дифракционного излучения / А. В. Останков, Ю. Е. Калинин // Радиотехника. – 2014. – № 3. – С. 83-87.
15. Останков, А. В. Анализ и оптимизация дифракционной антенны поверхностной волны / А. В. Останков // Антенны. – 2010. – № 9 (160). – С. 44-53.
16. Останков, А. В. Синтез излучающего гребенчатого раскрыва антенны вытекающей волны / А. В. Останков // Радиотехника. – 2012. – № 2. – С. 38-44.