

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ ДИФРАКЦИИ КАНАВКИ В ЭКРАНЕ

Останков А. В.,

доктор технических наук, профессор, кафедра радиотехники,
Воронежский государственный технический университет,
avostankov@mail.ru

Аннотация. Проектирование антенн с плоскими зеркалами, антенн дифракционного излучения требует наличия эффективной вычислительной модели дифракции волн на проводящем экране с неоднородностями. В предположении аппроксимации поля источника совокупностью локально-плоских волн решена двухмерная задача дифракции волны с ограниченным в пространстве плоским фронтом на прямоугольной канавке в экране. Получена система линейных уравнений относительно волноводных мод канавки. Представлены формулы для расчёта поля дифракции в ближней и дальней зонах. Описана реализация основных вычислительных процедур. Представлены частные результаты анализа поля дифракции в дальней зоне канавки.

Ключевые слова: антенна, дифракция, канавка, экран, локально-плоская волна, математическая модель.

COMPUTATIONAL MODEL FOR THE STUDY OF THE SCATTERED FIELD OF THE GROOVE IN THE SCREEN

Ostankov A. V.,

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

Abstract. Designing antennas with planar mirrors and diffraction radiation antennas requires an efficient computational model of wave diffraction on a conducting screen with inhomogeneities. Approximation of the field source using aggregate locally plane waves considered. In these conditions solved the two-dimensional problem of wave diffraction with limited flat front on the rectangular groove in the screen. The system of linear equations for the guided modes of the groove is received. The formulas for calculating the diffraction field in the near and far fields represented. Implementation of the basic computational procedures described. Partial results of analysis of the diffraction field in the far zone of the groove are presented.

Key words: antenna, diffraction, groove, screen, locally plane wave, mathematical model.

Введение. В настоящее время в антенной, СВЧ и КВЧ технике нашли широкое применение отражательные дифракционные решётки. Среди разнообразных типов и модификаций металлических отражательных решёток особым образом выделяются решётки с канавками прямоугольного профиля, называемые гребёнками [1,2]. Важная роль гребёнок во многом связана с историческим приоритетом их применения в СВЧ технике. Однако в последние десятилетия интерес к гребёнкам не ослабел, а, напротив, упрочился. Так, в СВЧ и КВЧ диапазонах на основе металлизированных квазипериодических гребёнок реализуются излучающие раскрытые зеркальных антенн с плоскими рефлекторами [3-5], а в совокупности с диэлектрическими волноводами разнообразных типов – распределительно-излуча-

ющие системы антенн дифракционного излучения (дифракционных антенн вытекающей волны) [6-8].

Электродинамические процессы, протекающие в таких антеннах, как правило, весьма сложны и сопровождаются разнообразными волновыми резонансами, в том числе в канавках гребёнки. Учёт резонансных явлений в канавках на стадии электродинамического моделирования излучающей системы позволяет существенно улучшить направленные свойства антенны, снизить потери, а в ряде случаев – реализовать новые режимы работы антенны. Таким образом, экспресс-анализ электромагнитного поля, возникающего при рассеянии электромагнитной волны на совокупности канавок, а также на одиночной канавке представляет собой важную и актуальную задачу. Приоритетность такой задачи значительно возраста-

ет при использовании гребёнок с канавками сложной формы, например, для селекции или преобразования ортогональных типов поляризации принимаемых антенным устройством электромагнитных волн [9,10], расширения полосы частот с ослабленной угло-частотной зависимостью [11], для придания гребёнке свойств EBG-структур (микроволновых метаматериалов) [12].

Основу известных вычислительных алгоритмов для анализа дифракции волны на неоднородности в экране составляет представление дифрагирующего поля в виде непрерывного пространственного спектра неограниченных в пространстве плоских волн [13]. Связано это с тем, что при взаимодействии поля (облучателя в зеркальной антенне или диэлектрической линии передачи в антенне дифракционного излучения) с канавками гребёнки аппроксимация дифрагирующего поля полем неограниченной в пространстве плоской волны уже недостаточна. Если уместна аппроксимация поля сфокусированным волновым пучком, то разложение дифрагирующего волнового пучка по плоским волнам позволяет использовать решения задач дифракции плоских электромагнитных волн на соответствующей структуре [14]. Указанный способ формализации задачи анализа очевидно эффективен лишь при относительно компактном пространственном спектре волнового пучка, формируемого облучателем. В большинстве антенных приложений указанное условие редко выполняется.

В основе альтернативного способа лежит представление фронта дифрагирующей волны локально-плоским в совокупности точек раскрытия гребёнки [15-17]. Тогда поле облучателя может быть описано конечным набором искусственно-локальных плоских волн (с искусственно ограниченными по протяженности плоскими фронтами) [18]. Для расчета характеристик антенны при таком подходе в соответствии с принципом суперпозиции необходимо располагать решением задачи дифракции на канавке в проводящем экране локально-плоской волны с искусственно ограниченным в пространстве фронтом.

Цель статьи – математически формализовать двухмерную задачу рассеяния локально-плоской

волны линейной поляризации на одиночной канавке прямоугольного профиля, выполненной в проводящем экране.

1. Математическая формализация задачи анализа поля дифракции. Пусть канавка прямоугольного профиля выполнена в бесконечно протяженном в плоскости раскрытия xOy металлическом экране с пренебрежимо малыми потерями, обладает шириной α , глубиной h и регулярна в направлении Oy (рис. 1).

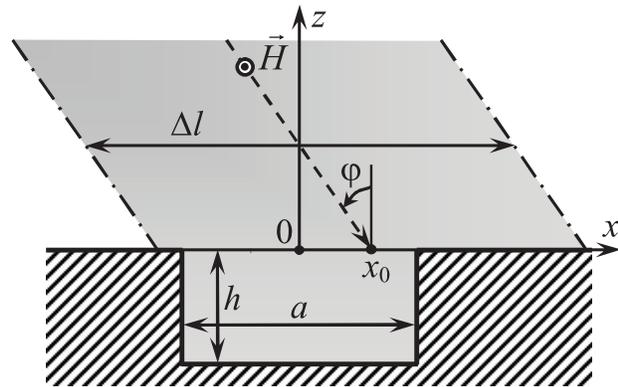


Рис. 1. Геометрия задачи

На экран с канавкой под углом Φ падает локально-плоская электромагнитная волна линейной H -поляризации, амплитудно-фазовый фронт которой ограничен в продольном (Ox) направлении. Поле такой волны описывается единственной отличной от нуля H -компонентой в направлении его однородности, которую удобно представить в виде:

$$H_y^{(0)}(x,z) = H_0 \cdot [1(x-x_{\rightarrow}(z)) - 1(x-x_{\leftarrow}(z))] \times \exp[j\beta_0(x-x_0)] \cdot \exp(-j\gamma_0 z),$$

где H_0 – амплитуда напряжённости магнитного поля;

$x_{\rightarrow, \leftarrow}(z)$ – абсциссы левой и правой текущих границ эквифазных поверхностей:
 $x_{\rightarrow, \leftarrow}(z) = x_0 + z \cdot \operatorname{tg} \Phi \mp \Delta l / 2$, $\Delta l = x_{\rightarrow} - x_{\leftarrow}$;

x_0 – абсцисса центра полосы, “засвечиваемой” в плоскости экрана;

$l(x)$ – единичная функция;

β_0 и γ_0 – постоянные распространения:
 $\beta_0 = k_0 \sin \varphi, \gamma_0 = k_0 \cos \varphi, k_0 = 2\pi / \lambda_0;$

λ_0 – длина волны.

Временная зависимость в виде $\exp(-j\omega t)$ здесь и далее опущена.

Требуется определить рассеянное канавкой поле.

Рассеянное канавкой поле целесообразно представить в виде интегрального Фурье-разложения по классическим плоским волнам с неограниченными фронтами:

$$H_y^{(i)}(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\beta) \cdot \exp[j(\beta \cdot x + \gamma(\beta) \cdot z)] d\beta, \quad (2)$$

где β и $\gamma(\beta) = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$ – продольная и поперечная постоянные распространения составляющей пространственного спектра;

$A(\beta)$ – комплексная спектральная плотность искомого поля.

Поле в канавке (закороченном плоском волноводе) имеет смысл описать дискретной совокупностью волноводных мод:

$$H_y^{(k)}(x, z) = \sum_{m=0}^{+\infty} D_m \cos[\eta_m(z+h)] \cdot f_m(x), \quad (3)$$

где D_m – комплексная амплитуда m -й моды с поперечной постоянной распространения

$$\eta_m = \sqrt{k_0^2 - (m\pi/a)^2};$$

$f_m(x)$ – модальная функция, описывающая вариацию поля моды в направлении Ox и обеспечивающая автоматическое выполнение граничных условий на стенках канавки:

$$f_m(x) = \begin{cases} \cos\left[\frac{m\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right], & |x| \leq a/2, \\ 0, & |x| > a/2. \end{cases} \quad (4)$$

Компоненты электрического поля над экраном с канавкой и внутри канавки определяются в соответствии с выражением, непосредственно вытекающим из уравнений Максвелла:

$$E_x(x, z) = \frac{1}{-j\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_y(x, z)}{\partial z}. \quad (5)$$

Следует иметь в виду, что при дифференцировании в соответствии с (5) магнитной составляющей поля (1) дифрагирующей волны на границах, определяющих область локализации её фронта, определяющих область локализации её фронта, то есть там, где поле скачком обращается в нуль, в тангенциальной составляющей напряжённости электрического поля $E_x^{(0)}$ появляются особенности типа дельта-функции. Однако далее по тексту дельта-всплески напряжённости $E_x^{(0)}$ всюду опущены. Связано это с тем обстоятельством, что в большинстве практически важных задач поле источника аппроксимируется не одной локально-плоской волной, а их совокупностью. В плоскости раскрытия канавки (гребёнки) – в точках сопряжения фронтов смежных локально-плоских волн – указанные дельта-особенности имеют разный знак и, следовательно, попарно взаимно аннигилируют.

В результате “сшивания” тангенциальных компонент электромагнитного поля при $z=0$ и последующего внесения составляющих поля локально-плоской волны под знак интеграла получаем парную систему функциональных уравнений:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\{A(\beta) - \delta(\beta - \beta_0)H_0 \exp(-j\beta x_0) \times \right. \\ \left. \times [1(x - x_{\rightarrow}) - 1(x - x_{\leftarrow})]\} \gamma(\beta) \exp(j\beta x) d\beta \right] = \\ = j \sum_{m=0}^{+\infty} D_m \eta_m \sin(\eta_m h) \cdot f_m(x), \quad -\infty < x < \infty, \quad (6)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\{A(\beta) + \delta(\beta - \beta_0)H_0 \exp(-j\beta x_0) \times \right. \\ \left. \times [1(x - x_{\rightarrow}) - 1(x - x_{\leftarrow})]\} \exp(j\beta x) d\beta \right] = \\ = \sum_{m=0}^{+\infty} D_m \cos(\eta_m h) \cdot f_m(x), \quad |x| \leq a/2, \quad (7)$$

где $\delta(\beta-\beta_0)$ – дельта-функция для учёта в составе спектральной плотности поля над раскрывом составляющих поля дифрагирующей волны;

$$x_{\rightarrow,\leftarrow} = x_{\rightarrow,\leftarrow}(z=0) = x_0 \mp \Delta l/2.$$

Умножим обе части уравнения (6) на функцию $\exp(-j\beta'x)$ и проинтегрируем по переменной x в бесконечных пределах [19]. В результате получим (с учётом последующей замены β' на β) выражение для спектральной плотности искомого поля $A(\beta)$:

$$A(\beta) = \frac{1}{2\pi \cdot \gamma(\beta)} \times \left\{ H_0 \gamma_0 \cdot K_0(\beta) + j \sum_{m=0}^{+\infty} D_m \eta_m \sin(\eta_m h) \cdot I_m(\beta) \right\}, \quad (8)$$

$$I_m(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_m(x) \cdot \exp(-j\beta x) dx =$$

$$\text{где } = \frac{a}{2} \cdot e^{-jm\pi/2} \cdot \left[\text{sinc}\left(\frac{\beta a + m\pi}{2}\right) + \right. \quad (9)$$

$$\left. + (-1)^m \text{sinc}\left(\frac{\beta a - m\pi}{2}\right) \right];$$

$$K_0(\beta) = \exp(-j\beta_0 x_0) \int_{x_{\rightarrow}}^{x_{\leftarrow}} \exp[-jx(\beta - \beta_0)] dx = \\ = \Delta l \cdot \exp(-j\beta x_0) \cdot \text{sinc}\left[\frac{\Delta l(\beta - \beta_0)}{2}\right]; \quad (10)$$

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

Анализируя формулу (8) приходим к выводу, что первое слагаемое в ней описывает вклад переизлучения “засвечиваемой” полосы в раскрыве канавки, второе слагаемое – отклик канавки “засвечиваемой” волной.

Используя разложение функции $\exp(-j\beta x)$ по ортогональной на интервале $|x| \leq a/2$ системе функций $f_m(x)$ [19], несложно избавиться от текущей координаты x и в уравнении (7):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(\beta) \cdot I_s^*(\beta) d\beta + \\ + (-D_s) \cos(\eta_s h) \cdot (1 + \Delta_s^0) a/2 = -H_0 \cdot J_s, \quad s=0, \infty, \quad (11)$$

где Δ_s^t – символ Кронекера;

$I_s^*(\beta)$ – комплексное сопряжение к $I_m(\beta)|_{s=m}$;

J_s – коэффициенты возбуждения, обусловленные прямым воздействием локально-плоской волны на канавку:

$$J_s = \int_{-\infty}^{\infty} [1(x-x_{\rightarrow}) - 1(x-x_{\leftarrow})] \cdot \exp[j\beta_0(x-x_0)] \times \\ \times [1(x+a/2) - 1(x-a/2)] \cdot \cos[s\pi(x+a/2)/a] dx;$$

если канавка не “засвечивается” ($x_{\leftarrow} \leq -a/2$ или $x_{\rightarrow} \geq a/2$), то $J_s = 0$; для других $x_{\leftarrow}, x_{\rightarrow}$ коэффициенты J_s могут быть рассчитаны аналитически:

$$J_s = \int_{\rho_{\rightarrow}}^{\rho_{\leftarrow}} \cos\left[\frac{s\pi(x+a/2)}{a}\right] \cdot \exp[j\beta_0(x-x_0)] dx, \quad (12)$$

$$\text{где } \rho_{\rightarrow} = \begin{cases} -a/2, & x_{\rightarrow} \leq -a/2, \\ x_{\rightarrow}, & -a/2 < x_{\rightarrow} < a/2; \end{cases}$$

$$\rho_{\leftarrow} = \begin{cases} a/2, & x_{\leftarrow} \geq a/2, \\ x_{\leftarrow}, & -a/2 < x_{\leftarrow} < a/2. \end{cases}$$

После исключения из уравнения (11) неизвестной комплексной спектральной плотности $A(\beta)$, описываемой выражением (8), получаем результирующую систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно комплексных амплитуд волноводных мод канавки:

$$\sum_{m=0}^{\infty} D_m \cdot [\eta_m \sin(\eta_m h) \cdot \sigma_{ms} + j\Delta_m^s (1 + \Delta_s^0) \cos(\eta_m h) a/2] = jH_0 (J_s + \gamma_0 \cdot P_s), \quad (13)$$

где σ_{ms} – коэффициенты, определяющие взаимную электродинамическую связь мод канавки по полю над раскрывом:

$$\begin{aligned} \sigma_{ms} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\gamma(\beta)} \cdot I_m(\beta) \cdot I_s^*(\beta) d\beta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - \beta^2}} \int_0^a \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) e^{-j\beta x} dx \int_0^a \cos\left(\frac{s\pi}{a}x\right) e^{j\beta x} dx d\beta; \end{aligned} \quad (14)$$

P_s – коэффициенты возбуждения, обусловленного электродинамической связью канавки с возбуждённым участком раскрыва:

$$\begin{aligned} P_s &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\gamma(\beta)} \cdot K_0(\beta) \cdot I_s^*(\beta) d\beta = \\ &= \frac{e^{-j\beta_0 x_0}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j\beta a/2}}{\sqrt{k_0^2 - \beta^2}} \int_{x_s}^{x_r} e^{-jx(\beta - \beta_0)} dx \int_0^a \cos\left(\frac{s\pi}{a}x\right) e^{j\beta x} dx d\beta. \end{aligned} \quad (15)$$

Используя найденные из (13) комплексные амплитуды волноводных мод D_m , несложно рассчитать с учётом (8) и (2) поле, рассеянное канавкой в экране. Для оценки ненормированной амплитудной диаграммы рассеяния канавки (поля дифракции в дальней зоне как функции угла наблюдения) следует использовать формулу, аналогичную полученной в [20], в соответствии с которой

$$f(\Theta) = 2\pi \sqrt{30k_0} |A(k_0 \sin \Theta)| \cos \Theta, \quad (16)$$

где Θ – угол наблюдения, отсчитываемый по часовой стрелке от нормали к раскрыву канавки.

2. Реализация основных вычислительных процедур в модели дифракции. Анализ дифракции локально-плоской волны на канавке в экране, как показано выше, сводится к решению СЛАУ (13)

относительно комплексных амплитуд волноводных мод канавки. Поскольку СЛАУ (13) содержит бесконечное число уравнений (неизвестных), производится её усечение простым ограничением числа волноводных мод, учитываемых в канавке ($m, s = \overline{0, M}$). Численный анализ показывает, что для обеспечения удовлетворительной точности решения, характеризваемой относительно малой погрешностью выполнения баланса мощности, достаточно учесть все распространяющиеся в канавке моды и две-три затухающие (характер моды зависит от соотношения a/λ_0). Сформированная СЛАУ решается стандартным методом.

Основные временные затраты при формировании СЛАУ (13) приходятся на численные расчёты коэффициентов, определяющих матрицу левой и вектор правой частей системы.

Формула (14) для коэффициентов σ_{ms} в целом пригодна для численного расчёта. Интегрирование в ней приходится производить на большом интервале изменения параметра β (теоретически – от $-\infty$ до $+\infty$), в пределах которого подынтегральная функция многократно (несчётное число раз) изменяет знак. В таких условиях расчёт коэффициентов σ_{ms} с высокой точностью требует значительных затрат времени. Вместе с тем, в [14] показано, что исходное выражение (14) для σ_{ms} может быть сведено к виду, более адаптированному к расчётам. Методика преобразования [19] основана на использовании свойств преобразования Фурье и приводит согласно [14] к следующему выражению:

$$\sigma_{ms} = \frac{1}{2} \int_{-a}^a H_0^{(1)}(k_0|\xi|) \int_{\mu_+}^{\mu_-} \cos\left[\frac{m\pi(\mu+\xi)}{a}\right] \cos\left(\frac{s\pi\mu}{a}\right) d\mu d\xi, \quad (17)$$

где $H_0^{(1)}(x)$ – функция Ганкеля первого рода нулевого порядка;

$$\mu_{\rightarrow} = \begin{cases} -\xi, & \xi \leq 0, \\ 0, & \xi > 0; \end{cases} \quad \mu_{\leftarrow} = \begin{cases} a, & \xi \leq 0, \\ a - \xi, & \xi > 0. \end{cases}$$

Внутренний интеграл в (17) рассчитывается аналитически, внешний – численно. Заметим, что

подынтегральная функция (Ганкеля) имеет логарифмическую особенность при $\xi=0$. Для её устранения интервал интегрирования по переменной ξ следует разбить так, чтобы указанная особенность приходилась на одну из граничных точек частичных интервалов интегрирования. Тогда для расчёта частичных интегралов достаточно использовать численный метод, исключающий выбор узлов на концах интервала. Кроме того, в силу свойства соотношения (14), заключающегося в том, что $\sigma_{ms} = \sigma_{sm}$, расчёт половины указанного числа коэффициентов может не производиться.

Правая часть СЛАУ (13) определяется величиной коэффициентов J_s и P_s . Наибольшее время занимает расчёт P_s , если ориентироваться на формулу (15). Впрочем, однотипность выражений (15) и (14) указывает на возможность модификации (15) за счёт использования свойств преобразования Фурье. В работе [21] получено, на наш взгляд, наиболее пригодное для расчёта P_s выражение:

$$P_s = \frac{1}{2} \int_{x_{\rightarrow}-a}^{x_{\leftarrow}} H_0^{(1)}(k_0|\xi + \frac{a}{2}|) \int_{\mu_{\rightarrow}}^{\mu_{\leftarrow}} \cos\left(\frac{s\pi\mu}{a}\right) e^{j\beta_0(\mu+\xi)} d\mu d\xi, \quad (18)$$

$$\text{где } \mu_{\rightarrow} = \begin{cases} x_{\rightarrow} - \xi, & \xi \leq x_{\rightarrow}, \\ 0, & \xi > x_{\rightarrow}; \end{cases}$$

$$\mu_{\leftarrow} = \begin{cases} a, & \xi \leq x_{\leftarrow} - a, \\ x_{\leftarrow} - \xi, & \xi > x_{\leftarrow} - a. \end{cases}$$

Внутренний интеграл в (18) может быть найден аналитически, внешний – численно. Если область прямого взаимодействия волны с раскрывом имеет большую протяжённость, то есть $x_{\leftarrow} - x_{\rightarrow} \gg \lambda_0$, то для обеспечения точности расчёта P_s полосу “засветки” $[x_{\rightarrow}, x_{\leftarrow}]$ следует разбить на части $[x_{\rightarrow j}, x_{\leftarrow j}]$ с привязкой к канавке. В частности, разумно выделить интервал $[-a, a]$ (прямая “засветка” канавки, логарифмическая особенность подынтегральной функции при $\xi = -a/2$) и части протяжённостью не более

$\lambda_0/2$ левее и правее канавки. Если некая j -я часть полосы “засветки” значительно удалена от канавки, например $x_{\rightarrow j} \geq a/2 + (1 \dots 2)\lambda_0$, то расчёт частичного интеграла в составе (18) целесообразно выполнять по приближённой формуле, получаемой заменой функции Ганкеля её асимптотическим приближением и последующим аналитическим интегрированием с “заморожкой” аргумента наиболее статичной части (квадратного корня знаменателя) подынтегральной функции [21]:

$$P_{sj} \approx \frac{k_0 \cdot \exp[-j(\frac{\pi}{4} - k_0 \frac{a}{2})] [1 - (-1)^s \cdot \exp(-jk_0 a)]}{\sqrt{\pi k_0 (x_{\rightarrow j} + x_{\leftarrow j})} \cdot [(k_0)^2 - (s\pi/a)^2] \cdot (\beta_0 + k_0)} \times \\ \times (\exp[jx_{\rightarrow j}(\beta_0 + k_0)] - \exp[jx_{\leftarrow j}(\beta_0 + k_0)]).$$

Если $x_{\leftarrow j} \leq -a/2 - (1 \dots 2)\lambda_0$, знак k_0 в (19) следует изменить на противоположный.

На рис. 2-4 приведены расчётные нормированные амплитудные диаграммы рассеяния канавки в экране локально-плоской волной при условии $\varphi=0^\circ$ и $x_0=0$.

Заключение. В разработанной вычислительной модели дифракции волны на канавке в идеально-проводящем экране в отличие от известных моделей удачным образом сочетаются две противоположные стороны. С одной стороны идеология модели проистекает из простоты понимания подхода, связанного с аппроксимацией дифрагирующего поля, при которой парциальной составляющей поля является искусственно-локальная плоская волна. С другой стороны для модели характерна вполне достаточная для теории и практики проектирования антенных и СВЧ, КВЧ устройств строгость математической формализации. Подобная квазистрогость решения задачи обеспечивает приемлемую точность результатов анализа как в ближней, так и в дальней зонах, характерную для аналитических и чисто вычислительных (сеточных) моделей. Обладая малой размерностью и высокой степенью вычислительной алгоритмизации, модель дифракции может быть использована для анализа свойств конечных гребёнок (совокупности

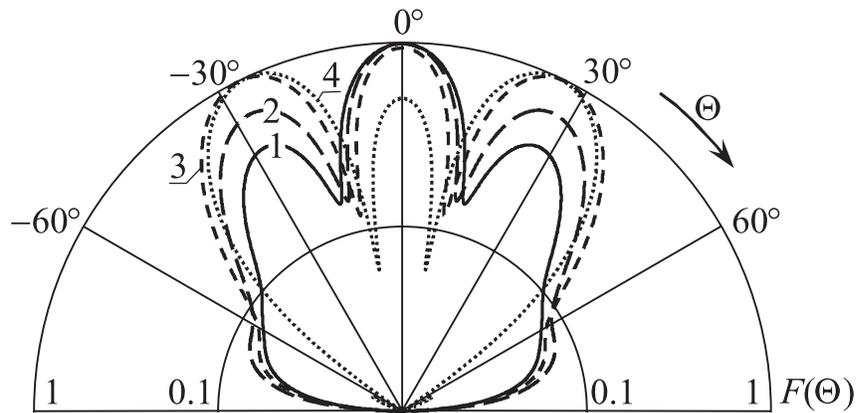


Рис. 2. Диаграммы рассеяния канавки глубиной $\lambda_0/4$ при $\Delta l = 3\lambda_0$:
 1 - $a = \lambda_0/4$; 2 - $\lambda_0/2$; 3 - $3\lambda_0/4$; 4 - λ_0

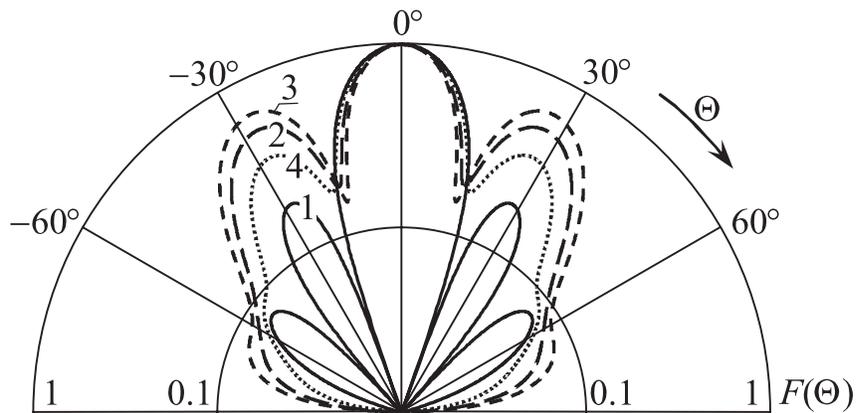


Рис. 3. Диаграммы рассеяния канавки шириной $\lambda_0/2$ при $\Delta l = 3\lambda_0$:
 1 - $h = 0$; 2 - $\lambda_0/8$; 3 - $\lambda_0/4$; 4 - $3\lambda_0/8$

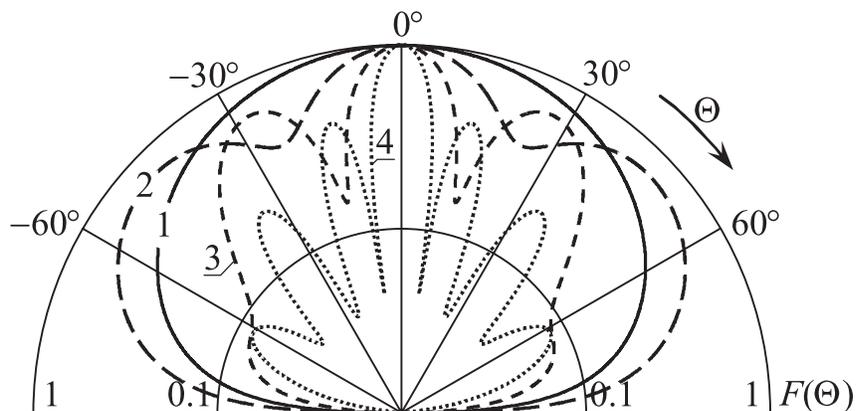


Рис. 4. Диаграммы рассеяния канавки глубиной $\lambda_0/4$ и шириной $\lambda_0/2$:
 1 - $\Delta l = \lambda_0/2$; 2 - $3\lambda_0/2$; 3 - $3\lambda_0$; 4 - $6\lambda_0$

канавок) прямоугольного профиля при рассеянии от плоского, и синтеза на этой основе плоских ребристых антенн с амплитудно-фазовым фронтом, отличным от плоского, и синтеза на этой основе плоских ребристых антенн с оптическим типом возбуждения.

Список литературы

1. Резонансное рассеяние волн: в 2 т. Т. 1.: Дифракционные решетки / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. – Киев: Наук. думка, 1986. – 232 с.
2. Шестопалов, В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: в 2 т. Т. 1.: Открытые структуры / В. П. Шестопалов. – Киев: Наук. думка, 1985. – 216 с.
3. Сестрорецкий, Б. В. Широкополосная плоская отражающая антенна с наклонным лучом / Б. В. Сестрорецкий, Б. А. Пригода, С. А. Иванов // Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи: сб. тр. III междунар. науч.-техн. конф. – Воронеж, 1997. – Т. 2. – С. 255-263.
4. Антенна трехсантиметрового диапазона волн с плоским фокусирующим рефлектором / К. Б. Меркулов, А. В. Останков, Ю. Г. Пастернак и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – Т. 46. – № 4. – С. 165-166.
5. Зеркальная СВЧ антенна с плоским дифракционным рефлектором для систем телекоммуникаций и спутникового телевидения / К. Б. Меркулов, А. В. Останков, Ю. Г. Пастернак и др. // Телекоммуникации. – 2002. – № 11. – С. 25-29.
6. Евдокимов, А. П. Антенны дифракционного излучения / А. П. Евдокимов // Физические основы приборостроения. – 2013. – Т. 2. – № 1. – С. 108-124.
7. 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.
8. 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.
9. Экспериментальные исследования антенных характеристик гребенки с двумя пазами и со слоем диэлектрика / А. И. Климов, К. Б. Меркулов, А. В. Останков и др. // Приборы и техника эксперимента. – 1999. – № 4. – С. 113-116.
10. Грибовский, А. В. Преобразование поляризации гауссова волнового пучка при незеркальном отражении от двухэлементной двумерно-периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения / А. В. Грибовский, О. А. Елисеев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2014. – Т. 19. – № 3. – С. 229-239.
11. Диапазонное снижение угловой чувствительности плоских дифракционных устройств на базе металлодиэлектрических двухуровневых гребенок / А. И. Климов, В. Н. Митрохин, А. В. Останков и др. // Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Сер.: Приборостроение. – 1998. – № 4. – С. 95-103.
12. Дифракционный анализ металлодиэлектрической гребенки с пазами, частично экранированными в области раскрытия / А. В. Останков, А. И. Климов, Ю. Г. Пастернак и др. // Радиотехника. – 2000. – № 9. – С. 91-93.
13. Литвиненко, Л. Н. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах / Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин. – Киев: Наук. думка, 1984. – 240 с.

14. Литвиненко, Л. Н. Дифракция плоской Н-поляризованной электромагнитной волны на щели в металлическом экране конечной толщины / Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, В. П. Шестопапов // Радиотехника и электроника. – 1977. – Т. 22. – № 3. – С. 474-484.
15. Виниченко, Ю. П. Отражательный поляризатор облучающей системы антенн оптического типа / Ю. П. Виниченко, А. Е. Туманская // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1999. – Т. 4. – № 3. – С. 56-59.
16. Борзов, А. Б. Цифровое моделирование входных сигналов систем ближней радиолокации от сложных радиолокационных сцен [Электронный ресурс] / А. Б. Борзов, А. В. Соколов, В. Б. Сучков // Журнал радиоэлектроники: электрон. журнал. – 2004. – № 4. – URL:<http://jre.cplire.ru/jre/apr04/3/text.html>.
17. 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.
18. Останков, А. В. Оптимизация свойств вынесенного облучателя в антенне с плоским гребенчатым зеркалом / А. В. Останков // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2013. – Т. 9. – № 5-1. – С. 25-27.
19. Александров, Н. Л. О некоторых методах расчета конечных волноводных решеток / Н. Л. Александров, Ю. П. Виниченко // Радиотехника и электроника. – 1991. – Т. 36. – № 10. – С. 1939-1945.
20. Останков, А. В. Анализ и оптимизация дифракционной антенны поверхностной волны / А. В. Останков // Антенны. – 2010. – № 9 (160). – С. 44-53.
21. Останков, А. В. Моделирование дифракции волн на непериодической отражательной решетке / А. В. Останков, В. Н. Фролов // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2007. – Т. 3. – № 8. – С. 9-15.