

Электромагнитное поле полоски магнитного тока на поверхности конечного конуса

О. Б. Трищук, Д. Б. Куриляк

*Физико-механический институт им. Г. В. Карпенко НАН Украины,
ул. Научная, 5, Львов, 79601, Украина
E-mail: trishchuk@ipm.lviv.ua*

Статья поступила в редакцию 24 марта 2010 г.

Исследовано симметричное электромагнитное поле полоски магнитного тока, расположенной на конечной проводящей конической поверхности. Установлены зависимости диаграмм направленности от распределения тока в полоске и исследовано влияние края конуса на дифракционные свойства такой излучающей системы. Сравниваются нормированные диаграммы направленности полосок магнитного тока с диаграммами направленности сквозных щелей на полубесконечном конусе и обосновывается применимость магнитных полосок для моделирования реальных щелей. Для решения задач применялся метод полуобращения.

1. Введение

Изучение особенностей формирования диаграмм направленности заданным распределением токов на поверхности фрагментов канонических поверхностей играет ключевую роль при проектировании антенных систем [1]. В настоящей работе проводится исследование свойств диаграмм направленности конечного металлического конуса, возбуждаемого осесимметричным распределением магнитных токов на его поверхности. Распределение тока моделируется линейной комбинацией модифицированных функций Бесселя и функций Макдональда. Случаи возбуждения конечного конуса тонкими кольцевыми источниками магнитного и электрического типов рассмотрены в [2, 3]. Поскольку при помощи магнитных токов на поверхности металлов моделируют электродинамические свойства тонких щелевых излучателей [4], здесь для выяснения пределов применимости такой модели излучающей щели сравниваются диаграммы направленности магнитных азимутальных полосок и сквозных щелей на полубесконечном конусе. Для решения этих задач применяется

метод полуобращения [5, 6]. Полученные результаты можно использовать для синтеза антенн, содержащих конические поверхности.

2. Постановка задачи

Рассмотрим в сферической системе координат (r, θ, φ) идеально проводящий конечный конус (рис. 1),

$$\mathbf{Q}: \{r \in (0, c); \theta = \gamma; \varphi = [0, 2\pi)\}, \quad (1)$$

где c, γ – длина образующей и угол раскрытия конуса.

Пусть конус \mathbf{Q} возбуждается полоской магнитного тока:

$$J_{\varphi}^{(m)}(r, \gamma) = \begin{cases} \frac{I_{\varphi}^{(m)}(r, \gamma)}{r^2} \delta(\theta - \gamma), & r \in (d_1, d_2); \\ 0, & r \notin (d_1, d_2); \end{cases} \quad (2)$$

где $\delta(\cdot)$ – дельта функция Дирака; d_1, d_2 – координаты краев источника; $I_{\varphi}^{(m)}(r, \gamma)$ –

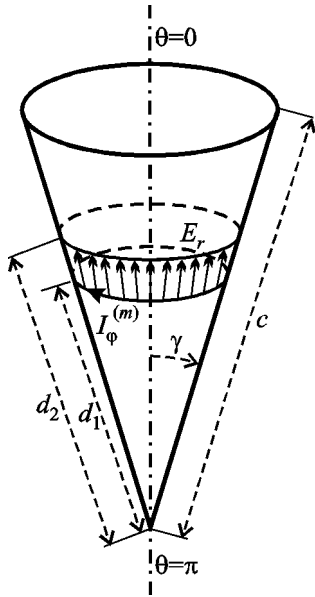


Рис. 1. Геометрия задачи

амплитуда тока. Зависимость от времени задаем множителем $e^{-i\omega t}$, который далее опускаем. Источник (2) излучает осесимметричные ТМ-волны с отличными от нуля компонентами (E_r, E_θ, H_ϕ) , которые удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta H_\phi \right) &= -i\omega \epsilon E_r, \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) &= -i\omega \epsilon E_\theta, \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right) &= i\omega \mu H_\phi - J_\phi^{(m)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где ϵ , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

Из соотношений (3) следует, что все компоненты поля выражаются через азимутальную составляющую магнитного поля, которая удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^2 H_\phi^{(t)}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial H_\phi^{(t)}}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial H_\phi^{(t)}}{\partial \theta} \right) -$$

$$-\frac{H_\phi^{(t)}}{r^2 \sin^2 \theta} + k^2 H_\phi^{(t)} = -i\omega \epsilon J_\phi^{(m)}(r, \gamma). \quad (4)$$

Граничное условие на конической поверхности \mathbf{Q} запишем в виде

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi^{(t)}) = 0; \quad r, \theta \in \mathbf{Q}. \quad (5)$$

Здесь k – волновое число ($k = k' + ik'' = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$, $k', k'' > 0$); верхний индекс (t) обозначает полное поле, порождаемое источником (2) в присутствии конуса (1).

Чтобы решить краевую задачу (4), (5) рассмотрим вспомогательную задачу определения функции Грина для бесконечной конической области

$$\mathbf{Q}^\infty = \{r \in (0, \infty); \theta = \gamma; \phi \in [0, 2\pi)\},$$

которую сформулируем так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial r^2} G(r, \theta; r', \theta') + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} G(r, \theta; r', \theta') + \\ + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} G(r, \theta; r', \theta') \right) - \frac{G(r, \theta; r', \theta')}{r^2 \sin^2 \theta} + \\ + k^2 G(r, \theta; r', \theta') = -\frac{1}{r' \sin \theta'} \delta(r - r') \delta(\theta - \theta'), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta G(r, \theta; r', \theta') \right) = 0, \quad r, \theta \in \mathbf{Q}^\infty,$$

где $G(r, \theta; r', \theta')$ – искомая функция Грина.

Решение краевой задачи (6), следуя [7], запишем в виде

$$G(r, \theta; r', \theta') = \frac{1}{\sqrt{sr} \sqrt{sr'}} \frac{2sr'}{\sin \gamma} \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n P_{v_n-1/2}^1(\cos \theta) P_{v_n-1/2}^1(\cos \theta')}{(v_n^2 - 1/4) P_{v_n-1/2}^1(\cos \gamma) \frac{\partial}{\partial v} P_{v_n-1/2}(\cos \gamma)} \times R_n(sr, sr'), \quad (7)$$

где $s = -ik$; $I_{v_n}(\cdot)$, $K_{v_n}(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда; $P_{v_n-1/2}(\cdot)$ – функция Лежандра; $P_{v_n-1/2}^1(\cdot)$ – присоединенная функция Лежандра первого порядка; v_n – положительные корни трансцендентного уравнения $P_{v_n-1/2}(\cos \gamma) = 0$, ($n = 1, 2, 3, \dots$);

$$R_n(sr, sr') = \begin{cases} I_{v_n}(sr) K_{v_n}(sr'), & r \leq r'; \\ K_{v_n}(sr) I_{v_n}(sr'), & r \geq r'. \end{cases} \quad (8)$$

Теперь решение краевой задачи (4), (5) для полубесконечной конической поверхности \mathbf{Q}^∞ запишем в виде

$$H_\phi^{(0)}(r, \theta) = i\omega \epsilon \times \int_{d_1}^{d_2} \int_0^\gamma J_\phi^{(m)}(r', \theta') G(r, \theta; r', \theta') r' \sin \theta' dr' d\theta'. \quad (9)$$

Используя соотношение (9), исходную краевую задачу (4), (5) для конечного конуса \mathbf{Q} сводим к определению возмущения, вносимого краем \mathbf{Q} в поле полубесконечного конуса \mathbf{Q}^∞ и записываем как

$$\frac{\partial^2 H_\phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial H_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial H_\phi}{\partial \theta} \right) - \frac{H_\phi}{r^2 \sin^2 \theta} + k^2 H_\phi = 0, \quad (10)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta (H_\phi + H_\phi^{(0)})) = 0, \quad r, \theta \in \mathbf{Q}. \quad (11)$$

Здесь $H_\phi = H_\phi^{(t)} - H_\phi^{(0)}$.

Подставив далее выражения (2), (7), (8) в (9), получим формулу:

$$H_\phi^{(0)}(r, \theta) = -\frac{2s}{Z\sqrt{sr}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n P_{v_n-1/2}^1(\cos \theta) T_n(r, \gamma)}{(v_n^2 - 1/4) \frac{\partial}{\partial v} P_{v_n-1/2}(\cos \gamma)}, \quad (12)$$

где

$$T_n(r, \gamma) = \sqrt{s} \int_{d_1}^{d_2} R_n(sr, sr') I_\phi^{(m)}(r', \gamma) \frac{dr'}{\sqrt{r'}}. \quad (13)$$

Формула (12) позволяет определить магнитную компоненту поля для различных распределений магнитного тока. Рассмотрим случай, когда ток возбуждения в (2) распределен по закону:

$$I_\phi^{(m)}(r', \gamma) = \frac{1}{\sqrt{sr'}} \sum_{p=1}^N [a_p I_{\alpha_p}(sr') + b_p K_{\alpha_p}(sr')], \quad d_1 < r' < d_2, \quad (14)$$

где a_p, b_p, N – известные величины.

Тогда, подставляя выражение (14) в (13) и используя соотношения для интегралов от произведения функций Бесселя и Макдональда [8], в случае $r > d_2$ получим:

$$T_n(r, \gamma) = \sum_{p=1}^N K_{v_n}(sr) \int_{d_1}^{d_2} [a_p I_{v_n}(sr') I_{\alpha_p}(sr') + b_p I_{v_n}(sr') K_{\alpha_p}(sr')] \frac{dr'}{r'} = K_{v_n}(sr) \times \sum_{p=1}^N \left\{ \frac{a_p (v_2 W[I_{v_n}, I_{\alpha_p}]_{v_2} - v_1 W[I_{v_n}, I_{\alpha_p}]_{v_1})}{\alpha_p^2 - v_n^2} + \frac{b_p (v_2 W[I_{v_n}, K_{\alpha_p}]_{v_2} - v_1 W[I_{v_n}, K_{\alpha_p}]_{v_1})}{\alpha_p^2 - v_n^2} \right\}. \quad (15)$$

Здесь $v_1 = sd_1$; $v_2 = sd_2$; $W[f_1 f_2]_x = f_1(x)f_2'(x) - f_2(x)f_1'(x)$; штрих означает производную по аргументу; $f_1(x)$, $f_2(x)$ – соответствуют модифицированным функциям Бесселя и функциям Макдональда в формуле (15).

3. Основные соотношения и решение задачи

Для решения краевой задачи (10), (11) разобьем пространство, в котором расположен конус, на подобласти

$$\begin{aligned} D_1 : \{r \in (0, c); \theta \in [0, \gamma]\}, \\ D_2 : \{r \in (0, c); \theta \in (\gamma, \pi]\}, \\ D_3 : \{r \in (c, \infty); \theta \in [0, \pi]\} \end{aligned} \quad (16)$$

и представим искомую компоненту магнитного поля рядами собственных функций уравнения Гельмгольца в частичных областях (16):

$$\begin{aligned} H_\varphi(r, \theta) &= \frac{1}{\sqrt{sr}} \sum_{n=1}^{\infty} y_n^{(1)} P_{v_n-1/2}^1(\cos \theta) I_{v_n}(sr), \\ r, \theta \in D_1; \\ H_\varphi(r, \theta) &= -\frac{1}{\sqrt{sr}} \sum_{n=1}^{\infty} y_n^{(2)} P_{\mu_n-1/2}^1(-\cos \theta) I_{\mu_n}(sr), \\ r, \theta \in D_2; \\ H_\varphi(r, \theta) &= \frac{1}{\sqrt{sr}} \sum_{n=1}^{\infty} x_n P_{z_n-1/2}^1(\cos \theta) K_{z_n}(sr), \\ r, \theta \in D_3. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь x_n , $y_n^{(1)}$, $y_n^{(2)}$ – неизвестные коэффициенты разложения; $z_n = n + 0.5$, $n = 1, 2, 3, \dots$; v_n , μ_n – положительные корни трансцендентных уравнений $P_{v_n-1/2}^1(\cos \gamma) = 0$, $P_{\mu_n-1/2}^1(-\cos \gamma) = 0$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Заметим, что для областей D_2 , D_3 в выражении (17) величина $H_\varphi(r, \theta)$ – это магнитная компонента полного поля, а для области D_1 – магнитная компонента рассеянного поля.

Неизвестные коэффициенты ищем в классе последовательностей, обеспечивающих абсолютную и равномерную сходимость рядов (17).

Поскольку $v_1 \approx 1/2 + 1/\{2 \ln [2/(\pi - \gamma)]\}$, когда $\gamma \rightarrow \pi$ [8, 9], $\min(v_1, \mu_1) > 1/2$ для всех $0 < \gamma < \pi$, а следовательно, представление (17) допускает особенности электрических компонент поля в вершине конуса.

Неизвестные коэффициенты в (17) находим из условий непрерывности тангенциальных составляющих полного поля E_θ и H_φ на сферической поверхности S радиуса $r = c$.

Далее, используя соотношения (3), (17), из условий непрерывности получаем сумматорные уравнения в виде функциональных рядов присоединенных функций Лежандра первого порядка. Для определения коэффициентов разложения используем свойство ортогональности функций Лежандра и сведем задачу к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений, которую после процедуры регуляризации [5, 6] запишем как

$$\tilde{X} = A^{-1}(A - A_1)\tilde{X} + A^{-1}F. \quad (18)$$

Здесь $\tilde{X} = \{\tilde{x}_n\}_{n=1}^{\infty}$ – новые неизвестные, связанные с коэффициентами разложения соотношением

$$\tilde{x}_n = x_n (z_n^2 - 1/4) P_{z_n-1/2}^2(\cos \gamma) K_{z_n}(sc); \quad (19)$$

A_1 – бесконечная матрица с элементами

$$a_{pn}^{(1)} = \frac{scW[K_{z_n}, I_{\xi_p}]_{sc}}{(\xi_p^2 - z_n^2)K_{z_n}(sc)I_{\xi_p}(sc)}, \quad (20)$$

$$p, n = \overline{1, \infty};$$

$F = \{f_p\}_{p=1}^{\infty}$ – известный вектор,

$$f_p = \begin{cases} -\frac{\sqrt{s}}{I_{\xi_p}(sc)} \int_{d_1}^{d_2} I_{\xi_p}(sr') I_\varphi^{(m)}(r', \gamma) \frac{dr'}{\sqrt{r'}}, & \xi_p \in \{v_n\}_{n=1}^{\infty}, \\ 0, & \xi_p \in \{\mu_n\}_{n=1}^{\infty}, \end{cases} \quad (21)$$

где $\xi_p \in \{v_n\}_{n=1}^{\infty} \cup \{\mu_n\}_{n=1}^{\infty}$ – возрастающая последовательность индексов.

Пара регуляризирующих операторов A, A^{-1} в уравнении (18) определяется так:

$$A: \{a_{pn} = (\xi_p - z_n)^{-1}\}_{p,n=1}^{\infty}, \quad (22)$$

$$A^{-1}: \{\tau_{kp} = \langle [M_-^{-1}(\xi_p)]' M'_-(z_k)(z_k - \xi_p) \rangle^{-1}\}_{k,p=1}^{\infty}.$$

Здесь $M_-(v)$ функция, регулярная в полуплоскости $\text{Re } v \leq 1/2$, определяется путем факторизации парной мероморфной функции [6, 7].

Заметим, что элементы матричного оператора (22) равны статическому пределу ($|sc| \rightarrow 0$) выражения (20) и совпадают с главной частью его асимптотики, когда $z_n, \xi_p \geq |sc|$. Это свойство обеспечивает применимость метода редукции для решения бесконечной системы уравнений (18), а получаемое таким образом решение гарантирует выполнение всех необходимых условий. Компоненты электромагнитного поля находим по формулам (3), (17), (19).

4. Анализ численных результатов

Исследуем влияние распределения магнитного тока в полоске на диаграммы направленности конической поверхности (1). Рассмотрим наиболее простой случай: ограничимся в (14) только одним слагаемым и ток в полоске представим как

$$I_{\phi}^{(m)}(r', \gamma) = \frac{1}{\sqrt{sr'}} K_{\alpha}(sr'), \quad d_1 < r' < d_2, \quad (23)$$

где α – известный параметр.

Изменяя значение параметра α в формуле (23), моделируем форму распределения тока по ширине полоски. Рассмотрим три характерные зависимости, показанные на рис. 2. Кривые 1 и 2 на этом рисунке соответствуют случаям, когда модуль тока в полоске убывает при удалении от нижнего края щели, а кривая 3 – случаю, когда возрастает.

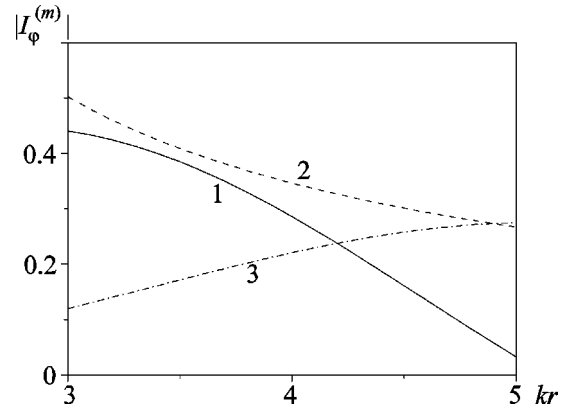


Рис. 2. Формы распределение тока в полоске с параметрами $kd_1 = 3, kd_2 = 5$: кривая 1 – $\alpha = 2$; кривая 2 – $\alpha = 2.5$; кривая 3 – $\alpha = 4$

Диаграммы направленности рассчитаны по формуле

$$D(\theta) = \lim_{r \rightarrow \infty} |r H_{\phi} e^{-ikr}|.$$

Для изучения дифракционных свойств конуса \mathbf{Q} решалась усеченная система уравнений (18). Количество уравнений, которые удерживались при решении, зависело от длины образующей конуса и угла его раскрытия. Порядок системы выбирался из соотношения $N = |kc| + q$, где $q = 4 \div 10$. Для сравнения результатов аналогичные характеристики рассчитывались при условии, что конус (1) возбуждается кольцом магнитного тока:

$$J_{\phi}^{(m)} = \frac{I_{\phi}^{(m)}}{r \sin \gamma} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \gamma), \quad (24)$$

где r_0, γ – сферические координаты источника излучения.

4.1. О влиянии формы распределения тока в магнитной полоске на диаграммы направленности конических поверхностей

На рис. 3 приведены нормированные диаграммы направленности конечного и полубесконечного конусов, возбуждаемых полоской

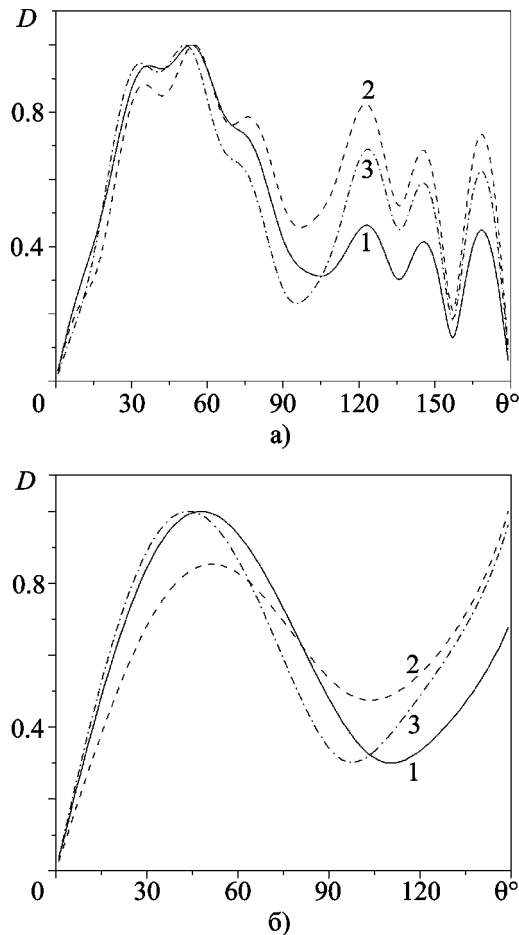


Рис. 3. Влияние распределения магнитного тока в полоске с параметрами $kd_1 = 3$, $kd_2 = 5$ на нормированные диаграммы направленности конечного конуса с $kc = 18$, $\gamma = 150^\circ$ (а) и полубесконечного конуса с $\gamma = 150^\circ$ (б): кривая 1 – $\alpha = 2$; кривая 2 – $\alpha = 2.5$; кривая 3 – $\alpha = 4$

с неоднородным по ширине распределением магнитного тока. Сопоставляя кривые 1–3 на рис. 3, а, видим, что даже монотонное изменение тока в узких полосках ($(d_2 - d_1) \sim \lambda/3$) достаточно сильно влияет на уровень боковых лепестков диаграммы направленности конечного конуса. Как и следовало ожидать, минимальный уровень боковых лепестков наблюдаем, когда максимум тока расположен ближе к нижнему краю щели. В случае полубесконечного конуса (рис. 3, б) неоднородность распределения тока по ширине полоски также сказывается на распределении поля в зоне

излучения, наиболее сильно в окрестности экстремумов диаграммы направленности.

Нормированные диаграммы направленности конечных конусов с различной длиной образующей, возбуждаемых полоской с параметрами $kd_1 = 3$, $kd_2 = 5$, и неоднородным распределением магнитного тока, заданным функцией (23), приведены на рис. 4. Сопоставляя диаграммы направленности на рис. 4, а–в, видим, что с приближением края конуса к краю излучающей полоски характер влияния неоднородности распределения тока на форму распределения поля в зоне излучения практически сохраняется.

Поскольку магнитные токи на поверхности конуса используются для моделирования поля излучения узких щелей [4], важно выяснить пределы применимости такого приближения для описания поля излучения реальной щели, содержащей сингулярные края.

4.2. Об обосновании применения полосок магнитного тока для моделирования поля излучения азимутальных щелей на конических поверхностях

Как следует из приведенных на рис. 3 и 4 кривых, изменяя распределение магнитного тока в узкой полоске, можно влиять на форму диаграммы направленности конического рассеивателя, а следовательно, и на характеристики модели щелевого излучателя. Для доказательства сопоставим нормированные диаграммы направленности полубесконечного конуса, возбуждаемого различными источниками: полоской магнитного тока (2), кольцевым источником (24), а также сквозной азимутальной щелью в конусе $\mathbf{Q}_s : \{r \in (0, d_1) \cup (d_2, \infty), \theta = \gamma, \varphi \in [0, 2\pi)\}$ в виде полоски шириной $\Delta = d_2 - d_1$.

Поле излучения сквозной щели в области $0 < \theta < \gamma$ моделируется полем, которое проникает из области $\gamma < \theta < \pi$ в область $0 < \theta < \gamma$ через отверстие в конусе \mathbf{Q}_s . Конус \mathbf{Q}_s возбуждался полем радиального электрического диполя, помещенного на оси $\theta = \pi$ в плоскости среднего сечения щели $r_0 = (d_1 + d_2)/2$. Для расчета поля излучения из щели в этом конусе использовались уравнения, полученные в [10].

На рис. 5 приведены характерные нормированные диаграммы направленности полубес-

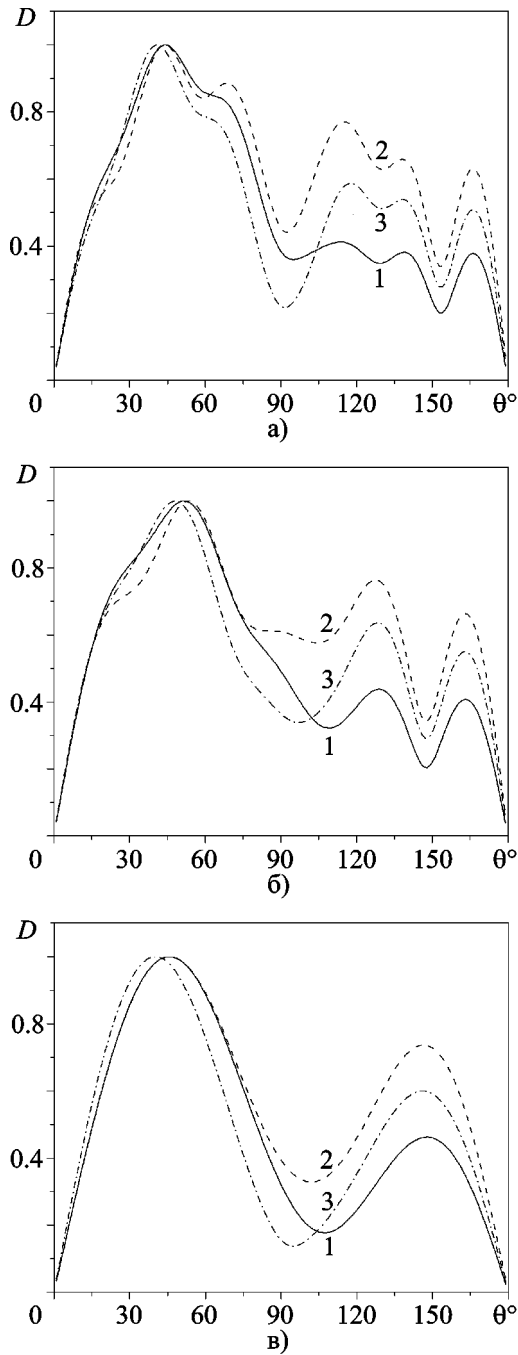


Рис. 4. Влияние края конуса ($\gamma = 150^\circ$) с различной длиной образующей $k_s = 15$ (а), $k_s = 12$ (б) и $k_s = 6$ (в) на форму нормированных диаграмм направленности при неоднородном распределении магнитного тока в возбуждающей полоске; кривая 1 – $\alpha = 2$; кривая 2 – $\alpha = 2.5$; кривая 3 – $\alpha = 4$

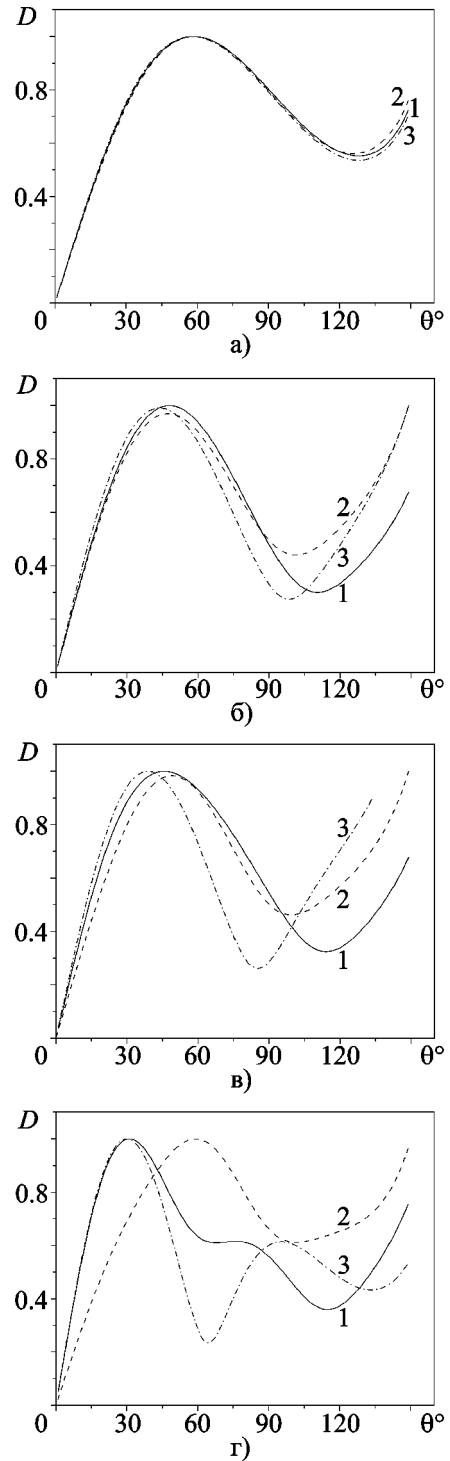


Рис. 5. Нормированные диаграммы направленности полубесконечного конуса ($\gamma = 150^\circ$), возбуждаемого полоской с неоднородным распределением магнитного тока ($\alpha = 2$, кривые 1); сквозной щелью (кривые 2); кольцом тока (кривые 3): а) – $kd_1 = 3$, $kd_2 = 3.5$; б) – $kd_1 = 3$, $kd_2 = 5$; в) – $kd_1 = 3$, $kd_2 = 6.14$; г) – $kd_1 = 3$, $kd_2 = 9.28$

конечного конуса при его возбуждении полоской магнитного тока (кривые 1), сквозной щелью с ребрами, ширина которой совпадает с шириной полоски магнитного тока (кривые 2), и кольцом тока (24), расположенным на линии среднего сечения полоски (кривые 3). Видно, что в случае возбуждения полубесконечного конуса очень узкой щелью ($k\Delta < 1$) нормированные диаграммы направленности во всей освещенной области совпадают с диаграммами, которые получаем при возбуждении конуса кольцевым источником магнитного тока (см. рис. 5, а). Следовательно, поле излучения узкой сквозной щели на конусе можно моделировать кольцом магнитного тока.

При увеличении ширины щели угловая область, в которой нормированные диаграммы направленности конуса, возбуждаемого кольцевым источником (24) или сквозной щелью, совпадают, существенно сужается. Так, для щели шириной $k\Delta = 2$ эти нормированные диаграммы направленности практически совпадают при $0^\circ < \theta < 50^\circ$ и $140^\circ < \theta < 150^\circ$ (см. кривые 2, 3 на рис. 5, б). Если в качестве модели щелевого излучателя выбрать магнитную полосу такой же ширины, как у сквозной щели, то можно добиться совпадения нормированных диаграмм направленности в более широкой угловой области ($0^\circ < \theta < 95^\circ$), что видно из сопоставления кривых 1, 2 на рис. 5, б.

Если ширину щели увеличивать до $k\Delta = 3.14$, то формы нормированных диаграмм направленности кольцевого излучателя и сквозной щели близки только в области $0^\circ < \theta < 25^\circ$ (см. кривые 2, 3 на рис. 5, в). Из графиков, приведенных на этих рисунках, видно также, что, используя в качестве модели щелевого излучателя полосу с неоднородным по ширине распределением магнитного тока, добиваемся лучшего совпадения главных лепестков нормированных диаграмм направленности сквозной щели и ее модели в виде полоски магнитного тока (см. кривые 1, 2 на рис. 5, в).

Если ширину щели увеличить до размеров порядка длины волны, то наблюдаем (см. рис. 5, г) сильное расхождение нормированных диаграмм направленности сквозной щели и ее моделей, и это расхождение не удается существенно уменьшить с помощью представления распределения токов в виде (23).

5. Заключение

Исследовано влияние распределения токов по ширине магнитной полоски на форму диаграмм направленности конечного конуса. Показана возможность уменьшения уровня боковых лепестков диаграмм направленности при помощи подбора распределения тока в полоске.

Проанализированы нормированные диаграммы направленности полубесконечного конуса, возбуждаемого сквозной щелью, а также упрощенными моделями щелевых излучателей: кольцом и полоской магнитного тока. Показано, что подбором формы распределения тока возбуждения по ширине полоски можно расширить область применимости модели щели в виде полоски магнитного тока, в частности, с ее помощью была получена хорошая аппроксимация главного лепестка нормированной диаграммы направленности конуса, возбуждаемого сквозной щелью шириной $\lambda/2$, где λ – длина волны.

Предложенная методика исследования возбуждения конусов неоднородным распределением магнитных токов на их поверхности может быть использована для решения задач синтеза диаграмм направленности конических рассеивателей при более сложном распределении токов (14).

Литература

1. Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Катрич В. А., Пенкин Ю. М. Решение задачи возбуждения прямоугольного волновода магнитным током // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, №5. – С. 37-41.
2. Трищук О. Б., Куриляк Д. Б. Симметричное электромагнитное возбуждение конечного проводящего конуса азимутальной щелью // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2009. – Т. 52, №7. – С. 71-80.
3. Трищук О. Б., Куриляк Д. Б. Симметричное электромагнитное поле круговой рамочной антенны над проводящим конусом конечной длины // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2009. – Т. 52, №10. – С. 3-14.
4. Белецкий А. А., Петров Б. М. Собственные и взаимные проводимости кольцевых щелей на бесконечном идеально проводящем произвольном биконусе // Антенны. – М.: Связь. – 2001. – Вып. 4(50). – С. 27-31.
5. Kuryliak D. B. and Nazarchuk Z. T. Convolution type operators for wave diffraction by conical structures // Radio Science, 43, RS4S03, doi:10.1029/2007RS003792, 2008.

6. Куриляк Д. Б., Назарчук З. Т. Аналітико-числові методи в теорії дифракції хвиль на конічних і клиноподібних поверхнях. – К.: Наук. думка, 2006. – 280 с.
7. Колодій Б. І, Куриляк Д. Б. Осесиметричні задачі дифракції електромагнітних хвиль на конічних поверхнях. – К.: Наук. думка, 1995. – 166 с.
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматлит, 1963. – 1100 с.
9. Гобсон Е. Теория сферических и эллипсоидальных функций. – М.: Изд-во иностр. лит., 1952. – 370 с.
10. Куриляк Д. Б., Назарчук З. Т. Поле радиального электрического диполя, расположенного на оси полубесконечного конуса с кольцевой щелью // Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – Т. 6, №3. – С. 241-251.

Електромагнітне поле смужки магнітного струму на поверхні скінченного конуса

О. Б. Трищук, Д. Б. Куриляк

Досліджено симетричне електромагнітне поле смужки магнітного струму, що розташована на поверхні скінченного провідного конуса. Встановлено залежності діаграм спрямованості від розподілу магнітного струму у смужці та досліджено вплив краю конуса на дифракційні властивості такої випромінюючої системи. Порівнюються нормовані діаграми спрямованості смужок магнітного струму з діаграмами спрямованості наскрізних щілин у напівнескінченному конусі та обґрунтовується застосовність магнітних смужок у моделюванні реальних щілин. У розв'язанні задач використовувався метод напівобертання.

Electromagnetic Field of a Magnetic Strip on a Finite Cone

O. B. Trishchuk and D. B. Kuryliak

A symmetric electromagnetic field of a magnetic strip located on a finite conductive cone is investigated. The dependences between the strip field patterns and magnetic current distribution are determined, the influence of cone's edge on diffraction properties of such a radiating system is studied. Normalized magnetic strips and field patterns of real through-slots located on an infinite cone are compared, the applicability of magnetic strips in field modelling is justified. The semi-inversion method has been used in problem solving.