

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЗАМКНУТОЙ КОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНЫМ РАДИАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ

В работе впервые получено строгое решение задачи возбуждения импульсным точечным источником полубесконечного идеально проводящего конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Интерес к исследованию таких задач вызван тем, что рассматриваемая коническая поверхность является моделью конической щелевой антенны, способной формировать импульсные электромагнитные поля и концентрировать их энергию. Для решения нестационарных электродинамических граничных задач используются, в частности, преобразование Лапласа по временному параметру [1,2], а также численный FTD метод [3]. Применение первого зачастую сопряжено с трудностями обращения, а второй позволяет получить только численные результаты, чего недостаточно для изучения сложных переходных процессов. Авторам работы [4] удалось построить функцию Грина для первой краевой задачи волнового уравнения в случае замкнутого (сплошного) конуса путем использования преобразования Лапласа и обращения функции Грина для уравнения Гельмгольца. В [5] предложен подход для нахождения функции Грина нестационарной задачи с граничным условием Дирихле на полубесконечной конической поверхности с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Целью настоящей работы является решение задачи возбуждения импульсным радиальным магнитным диполем конической структуры с периодическими продольными щелями.

Постановка и решение задачи

Полубесконечный идеально проводящий круговой конус Σ с углом раскрыва 2γ и периодически прорезанными вдоль образующих N щелями во введенной сферической системе координат r, ϑ, φ с началом в вершине конуса задается уравнением $\vartheta = \gamma$. Период конической структуры $l = 2\pi/N$ и ширина щелей – угловые величины (величины двугранных углов, которые образованы пересечением плоскостей, проведенных через ось конуса и ребра соседних конических лент). Среда, в которую помещен конус, считается однородной, изотропной и непроводящей с диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями.

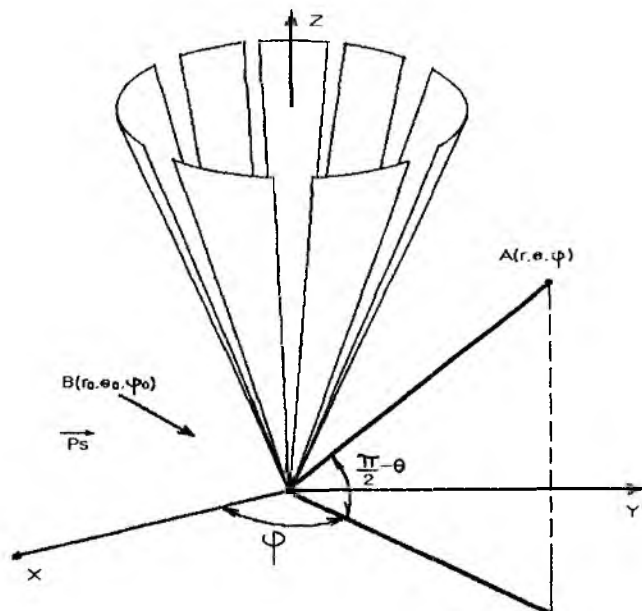


Рис. 1

В качестве источника возбуждения рассмотрим магнитный радиальный диполь, расположенный в точке $\vec{r} = \vec{r}_0$, с моментом

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M \cdot \vec{e}_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0),$$

где $|\vec{e}_r| = 1$, а $\eta(z)$ - функция Хевисайда. Такому источнику отвечает импульсная плотность тока

$$\vec{j}^m(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{M}(\vec{r}, t) = M \cdot \vec{e}_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \frac{d}{dt} \delta(t - t_0). \quad (1)$$

Искомое электромагнитное поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}, t)$ удовлетворяет [1-3]:

- 1) системе уравнений Максвелла вне конуса Σ и источника;
- 2) граничному условию на конических лентах

$$(\vec{n} \times \vec{E})_{\Sigma} = 0, \quad (2)$$

где \vec{n} - единичный вектор внешней нормали к поверхности конуса;

- 3) условию на бесконечности в пространстве;
- 4) условию причинности

$$\vec{E} \equiv 0 \equiv \vec{H} \text{ при } t < t_0. \quad (3)$$

Представим поле \vec{E} и \vec{H} в виде

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_p, \quad (4)$$

где \vec{E}_0, \vec{H}_0 - поле источника, а \vec{E}_p, \vec{H}_p соответствует полю, обусловленному присутствием конуса. Для удобства решения граничной задачи введем магнитный потенциал Дебая $v(\vec{r}, t)$, через который составляющие электромагнитного поля выражаются по формулам [6]:

$$\begin{aligned} E_r &\equiv 0, & H_r &= \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) (rv), \\ E_{\vartheta} &= -\frac{\mu}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi \partial t}, & H_{\vartheta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \vartheta} (rv), \\ E_{\varphi} &= \mu \frac{\partial^2 v}{\partial \vartheta \partial t}, & H_{\varphi} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (rv). \end{aligned} \quad (5)$$

Неизвестный потенциал $v(\vec{r}, t)$ удовлетворяет:

- 1) однородному волновому уравнению

$$\Delta v - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0, \quad \hat{c} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

всюду вне конуса Σ и источника;

- 2) граничному условию Неймана

$$\left. \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{\Sigma} = 0$$

в соответствии с (2) и (5);

- 3) условию на бесконечности в пространстве;
- 4) условию, соответствующему принципу причинности (3)

$$v(\vec{r}, t) \equiv 0 \equiv \frac{\partial v(\vec{r}, t)}{\partial t} \text{ при } t < t_0.$$

Согласно (4) записываем $v(\vec{r}, t)$ в виде

$$v(\vec{r}, t) = v_0(\vec{r}, t) + v_p(\vec{r}, t), \quad (6)$$

где

$$v_0(\vec{r}, t) = -\frac{M}{4\pi\mu_0} \frac{\delta(\hat{\tau} - R/\hat{c})}{R} \eta(\hat{\tau} - R/\hat{c}), \quad \hat{\tau} = t - t_0, \quad R = |\vec{r} - \vec{r}_0|,$$

соответствует полю источника $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_0(\vec{r}, t)$ с плотностью тока (1), $v_p(\vec{r}, t)$ - полю $\vec{E}_p(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_p(\vec{r}, t)$. Используя преобразование Лапласа по временному параметру

$$v^{(s)}(\vec{r}) = \int_0^{+\infty} v(\vec{r}, t) e^{-st} dt, \quad s > 0,$$

сведем решение нестационарной задачи 1) - 4) к нахождению магнитного потенциала Дебая $v^{(s)}(\vec{r})$ стационарной задачи, который удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца

$$\Delta v^{(s)} - q^2 v^{(s)} = 0$$

вне конуса и источника ($q = s/\hat{c}$), граничному условию на лентах, условию на бесконечности в форме принципа предельного поглощения, условию ограниченности энергии. Эти условия обеспечивают единственность решения нестационарной задачи [1,3]. Структура $v^{(s)}(\vec{r})$ такая, как и у потенциала $v(\vec{r}, t)$ (6):

$$v^{(s)}(\vec{r}) = v_0^{(s)} + v_p^{(s)}, \quad v_0^{(s)} = -\frac{Me^{-st_0}}{\mu_0} \frac{e^{-qR}}{4\pi R}. \quad (7)$$

Одним из эффективных средств для решения граничных задач с конической геометрией является интегральные преобразования Конторовича-Лебедева относительно радиальной координаты [7,8]

$$\hat{g}(\tau) = \int_0^{+\infty} g(r) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (8)$$

$$g(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \hat{g}(\tau) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (9)$$

где $K_{i\tau}(z)$ - функция Макдональда. Принимая во внимание представление для $e^{-qr}/4\pi R$ в виде (9) [8], ищем $v_p^{(s)}(r)$ также в виде интеграла Конторовича-Лебедева (8), (9)

$$v_p^{(s)}(\vec{r}) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \cdot \hat{v}_p^{(s)}(\tau) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (10)$$

$$\hat{v}_p^{(s)}(\tau) = \int_0^{+\infty} v_p^{(s)}(\vec{r}) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr =$$

$$= -\sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^{(s)} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) \cdot P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0) \cdot U_{m\tau}(\vartheta, \varphi), \quad \gamma < \vartheta_0,$$

$$a_{m\tau}^{(s)} = \xi_{m\tau} e^{-st_0} \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}}, \quad \xi_{m\tau} = \frac{M}{4\mu_0} \frac{(-1)^m}{ch\pi\tau} e^{-im\varphi_0} \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau)}{\Gamma(1/2 + m + i\tau)},$$

$$U_{m\tau} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n+m_0} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \vartheta)}{d\gamma} e^{i(m+nN)\varphi}, & 0 < \vartheta < \gamma, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n+m_0} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \vartheta)}{d\gamma} e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma < \vartheta < \pi, \end{cases}$$

где $\Gamma(z)$ - гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\vartheta)$ - присоединенная функция Лежандра первого рода, $m/N = m_0 + \nu$, m_0 - ближайшее целое число к m/N , $-1/2 \leq \nu < 1/2$. Неизвестные коэффициенты $x_{m, n+m_0}(\tau)$ не зависят от параметра q , что упрощает процедуру обращения $v_p^{(s)}(\vec{r})$ (10) и нахождения потенциала Дебая нестационарной задачи $v_p(\vec{r}, t)$.

Таким образом, решение задачи импульсного возбуждения свелось к решению стационарной и определению коэффициентов Фурье $x_n(\tau)$. Применяя процедуру обращения, предложенную в [4] для сплошного конуса, получаем

$$v_p(\vec{r}, t) = -\frac{\hat{c}}{r} \eta(\hat{r} - (r + r_0)/\hat{c}) \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau U_{m\tau}^*(\vartheta, \varphi) P_{-1/2+i\tau}^m(\operatorname{ch} b(\hat{r})) d\tau, \quad (11)$$

$$U_{m\tau}^*(\vartheta, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0) U_{m\tau}(\vartheta, \varphi),$$

$$\operatorname{ch} b(\hat{r}) = \frac{\hat{c}^2 \hat{r}^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}.$$

Использование граничного условия для $v^{(s)}(\vec{r})$ на лентах, непрерывности поля в щелях и метода задачи Римана-Гильберта для дуги единичной окружности [9] приводит к системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) для коэффициентов $x_n^{(m_0)}$ следующего вида:

$$M_n^\nu(u) \cdot (x_n^{(m_0)} - \delta_n^{(m_0)}) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_{np} (x_p^{(m_0)} - \delta_p^{(m_0)}) + B_n^{(m_0)}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (12)$$

$$M_n^\nu(u) = \frac{P_\nu(-u) - P_{\nu-1}(-u)}{P_\nu(-iu) + P_{\nu-1}(-iu)} \cdot \delta_n^0 + 1, \quad \delta_n^m = \begin{cases} 1, & n = m, \\ 0, & n \neq m; \end{cases}$$

$$A_{np} = \frac{|p|}{p} \varepsilon_p \cdot T_{np}(u) + P_n(u) \cdot \delta_p^0, \quad T_{np}(u) = \begin{cases} \nu V^p(u), & n = 0, \\ V_{n-1}^{p-1}(u), & n \neq 0; \end{cases}$$

$$B_n^{(p)} = -\frac{|p|}{p} (1 - \varepsilon_p) T_{np}(u), \quad u = \cos(\pi d/l),$$

$$\frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) = (-1)^{N(n+\nu)+1} \frac{\operatorname{ch} \pi \tau}{\pi \sin^2 \gamma} \frac{\Gamma(1/2 + i\tau + (n+\nu)N)}{\Gamma(1/2 + i\tau - (n+\nu)N)} \times$$

$$\times \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{N(n+\nu)}(\cos \gamma) \cdot \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{N(n+\nu)}(-\cos \gamma)},$$

$$V_{n-1}^{p-1}(u) = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{j=0}^p \rho_{p-j}(u) P_{j-n}(u), & p \geq 1, \\ \frac{1}{2} [P_{n-1}(u) - P_n(u)], & n = 0, \\ -\frac{1}{2} \sum_{j=0}^{-p} \rho_{-p-j}(u) P_{j+n}(u), & p \leq -1, \end{cases}$$

$$\rho_0(u) = 1, \quad \rho_1(u) = -u, \quad \rho_n(u) = P_n(u) - 2uP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), \quad n \geq 2.$$

Для коэффициентов ε_p имеет место оценка

$$\varepsilon_p = O(N^{-2} \cdot (p+\nu)^{-2}), \quad N(p+\nu) \gg 1.$$

Требование выполнимости условия ограниченности энергии накладывает условие принадлежности коэффициентов $x_n^{(m_0)}$ гильбертову пространству \tilde{l}^2 со скалярным произведением

$$(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|x_n| \cdot |y_n|}{1 + |n|}.$$

При любых параметрах задачи и их соотношениях матричный оператор системы (12) является вполне непрерывным, что делает возможным использование метода редукции для решения СЛАУ-2 [10]. В случае полупрозрачного конуса, когда число щелей велико и их ширина мала по сравнению с периодом, матричный оператор является сжимающим, что позволяет применить для решения (12) метод последовательных приближений и получить решение исходной электродинамической задачи.

Результаты

В случае полупрозрачного конуса, который определяется существованием предела

$$W = \lim \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d}{2l} \right] \text{ при } N \rightarrow +\infty \text{ и } d/l \rightarrow 0, \quad (13)$$

решение СЛАУ-2 имеет вид ($m_0 = 0, m = N \cdot \nu$)

$$x_0^{(0)} = \frac{2W}{2W + \Phi_{i\tau}^{(-m)}}, \quad x_n^{(0)} = -\frac{\Phi_{i\tau}^{(-m)}}{2W + \Phi_{i\tau}^{(-m)}}, \quad n \neq 0,$$

$$\Phi_{i\tau}^{(m)} = \frac{1}{m} (1 - \varepsilon_0), \quad \Phi_{i\tau} = \Phi_{i\tau}^{(m)} \Big|_{m=0}.$$

Учитывая поведение $P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \vartheta)$ при $p \gg 1$ [11], получаем из (11) представление для $v_p(\vec{r}, t)$

$$v_p(\vec{r}, t) = v_p^{cнлн}(\vec{r}, t) + \frac{\bar{c}}{2\pi r r_0} \frac{M}{\mu} \eta(\bar{c} - (r + r_0)/\bar{c}) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im(\varphi - \varphi_0)} \times$$

$$\times \int_0^{+\infty} \frac{\pi h \pi \tau \cdot \Phi_{i\tau}^{(-m)}}{2W + \Phi_{i\tau}^{(-m)}} \chi_{i\tau}^{(m)} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta) P_{-1/2+i\tau}^m(\text{chb}(\bar{c})) d\tau, \quad \gamma < \vartheta < \pi, \quad (14)$$

где

$$v_p^{cнлн}(\vec{r}, t) = -\frac{\bar{c}}{2\pi r r_0} \frac{M}{\mu} W \eta(\bar{c} - (r + r_0)/\bar{c}) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im(\varphi - \varphi_0)} \times$$

$$\times \int_0^{+\infty} \pi h \pi \tau \chi_{i\tau}^{(m)} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta) P_{-1/2+i\tau}^m(\text{chb}(\bar{c})) d\tau, \quad \gamma < \vartheta < \pi,$$

$$\chi_{i\tau}^{(m)} = \frac{\Gamma(1/2 + i\tau - m)}{\Gamma(1/2 + i\tau + m)} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \gamma).$$

Аналогичное представление имеет место и для $0 < \vartheta < \gamma$. Устремляя в (14) параметр заполнения W из (13) к бесконечности, в пределе получаем решение задачи Неймана в случае сплошного конуса $v_p(\vec{r}, t) = v_p^{cнлн}(\vec{r}, t)$ [4]. Из представления (14) заключаем, что потенциал Дебая для рассеянного поля может быть представлен в виде суммы слагаемых, соответствующих потенциалу для сплошного конуса $v_p^{cнлн}(\vec{r}, t)$ и влиянию щелей. Если источник расположен на оси конуса ($\vartheta_0 = \pi, m = 0$), то выражение в правой части (14) упрощается и тогда

$$v_p(\vec{r}, t) = -\frac{\hat{c}}{2\pi r r_0} \frac{M}{\mu} W \eta(\bar{\tau} - (r + r_0)/\hat{c}) \times \\ \times \int_0^{+\infty} \frac{\pi h \pi \tau}{2W + \Phi_{i\tau}} \chi_{i\tau}^{(0)} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \vartheta) P_{-1/2+i\tau}(chb(\bar{\tau})) d\tau, \quad \gamma < \vartheta < \pi. \quad (15)$$

Подставляя правые части (14), (15) в формулы (5), получаем выражения для составляющих электромагнитного поля, одна из которых ($H_{\vartheta p}$) имеет вид ($\vartheta_0 = \pi, \varphi_0 = 0$)

$$H_{\vartheta p}(\vec{r}, t) = -\frac{\hat{c}}{2\pi r r_0} \frac{M}{\mu} W \eta(\bar{\tau} - (r + r_0)/\hat{c}) \times \\ \times \int_0^{+\infty} \frac{\pi h \pi \tau}{2W + \Phi_{i\tau}} \chi_{i\tau}^{(0)} \cdot \frac{d}{d\vartheta} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \vartheta) \cdot \frac{\partial}{\partial r} P_{-1/2+i\tau}(chb(\bar{\tau})) d\tau, \quad \gamma < \vartheta < \pi. \quad (16)$$

Переходя в (16) к интегрированию по мнимой оси ($\zeta = i\tau$) и используя основную теорему о вычетах, приходим к представлению для $H_{\vartheta p}$ в виде ряда

$$H_{\vartheta p}(\vec{r}, t) = -\frac{\hat{c}}{2\pi r r_0} \frac{M}{\mu} W \sin^2 \gamma \cdot \eta(\bar{\tau} - (r + r_0)/\hat{c}) \times \\ \times \sum_{j=0}^{+\infty} \frac{\zeta_j}{\frac{d}{d\zeta} F_\zeta \Big|_{\zeta=\zeta_j}} \left[\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\zeta_j}(\cos \gamma) \right]^2 \cdot \frac{d}{d\vartheta} P_{-1/2+\zeta_j}(-\cos \vartheta) \cdot \frac{\partial}{\partial r} Q_{-1/2+\zeta_j}(chb), \quad (17)$$

где $Q_{-1/2+\zeta}(z)$ - функция Лежандра второго рода,

$$F_\zeta = \cos \pi \zeta - \pi \sin^2 \gamma \cdot W \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\zeta}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\zeta}(-\cos \gamma), \\ F_{\zeta_j} = 0. \quad (18)$$

В соответствии с (17) спектр нестационарной задачи такой, как у стационарной [5] и определяется корнями ζ_j уравнения (18). Структура рассеянного поля такова, что в его представлении кроме слагаемых, отвечающих полю для сплошного конуса, присутствуют слагаемые, обусловленные наличием щелей.

При установившемся режиме ($\bar{\tau} \gg 1$) для $H_{\vartheta p}$ можно ограничиться приближением, воспользовавшись поведением функции $Q_{-1/2+\zeta}(z)$, $z \gg 1$, [11]

$$Q_{-1/2+\zeta}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\Gamma(1/2+\zeta)}{2^\zeta \zeta \Gamma(\zeta)} \cdot z^{-3/2-\zeta} [1 + O(z^{-2})].$$

Тогда

$$H_{\vartheta p}(\vec{r}, t) = -\frac{\hat{c} M}{\mu} W \sin^2 \gamma \cdot \frac{(1/2 + \kappa) \Gamma(1/2 + \kappa)}{\Gamma(\kappa)} \times \\ \times \frac{\left[\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\kappa}(\cos \gamma) \right]^2}{\frac{d}{d\zeta} F_\zeta \Big|_{\zeta=\kappa}} \cdot r^{-3/2+\kappa} \cdot r_0^{-1/2+\kappa} \frac{d}{d\vartheta} P_{-1/2+\kappa}(-\cos \vartheta) \cdot \frac{1}{(\bar{\tau}^2 \hat{c}^2)^{1/2+\kappa}} [1 + O(\bar{\tau}^{-2})], \quad (19)$$

где $\kappa = \min \zeta_j$, $j = 0, 1, 2, \dots$ и $\kappa > 1/2$.

Из представления (19) видно, что магнитное поле вблизи вершины конуса имеет особенность, как и в случае стационарной электродинамической задачи.

В данной работе предложен подход для решения задачи возбуждения импульсным точечным источником конической поверхности с периодическими продольными щелями. Он основан на сведении нестационарной задачи к стационарной с помощью преобразования Лапласа и последующим обращением. В случае полупрозрачного конуса получено аналитическое решение задачи в виде интеграла и ряда. Для установившегося режима приведена асимптотика решения и проведен анализ спектра граничной задачи и структуры поля.

Список литературы 1. *Боровиков В.А.* Дифракция на многоугольниках и многогранниках. М.: Наука, 1966. 455с. 2. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. Т.1,2. 3. *Lee J.-F., Lee R., Cangellaris A.* Time-domain finite-element methods //IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.45, No.3. 1997. P.430-441. 4. *Chan K.-K., Felsen L.B.* Transient and time harmonic diffraction by a semi-infinite cone // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.25, No.6. 1977. P.802-806. 5. *Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф.* Нестационарная дифракция на незамкнутом конусе // Доклады Рос. АН. 2001 Т.378, №2. С.183-186. 6. *Борисов В.В.* Электромагнитные поля неустановившихся токов. С.-П.-б: Изд-во С.-П.-б. ун-та, 1966. 207с. 7. *Канторович М.И., Лебедев Н.Н.* Об одном методе решения некоторых задач теории дифракции и родственных ей проблем // ЖЭТФ. 1938. Т.8, №10-11. С.1193-1206. 8. *Гошин Г.Г.* Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1987. 127с. 9. *Шестопалов В.П.* Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. Киев: Наук. думка, 1983. 252с. 10. *Канторович Л.В., Акилов Г.П.* Функциональный анализ. М.: Наука, 1977. 742с. 11. *Бейтмен Г., Эрдеи А.* Высшие трансцендентные функции: В 3-х т. Т.1. М.: Наука, 1973. 295.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 03.01.2002