

РАДИО- ТЕХНИКА

164/2011



СОДЕРЖАНИЕ

<i>О.В. Сытник, В.М. Карташов, А.А. Супрун</i> Алгоритм адаптации пространственно-временной селективной системы в условиях нестационарных помех	5
<i>А. А. Могила</i> Оптимальный прием сигналов в условиях полной априорной информации при использовании стохастических зондирующих сигналов	11
<i>А.Ф. Величко, Д.А. Величко, Е.И. Вдовиченко</i> Определение усредненной разности фаз и разности частот в ретрансляционных измерителях	21
<i>А.Н. Зубков, А.В. Дьяков, С.А. Мартыменко, А.П. Красюк</i> Многоспектральная адаптивная система зондирования	30
<i>В.М. Карташов, С.В. Пащенко</i> Алгоритм формирования оценок максимального правдоподобия параметров радиосигнала, рассеяного акустическим волновым пакетом	35
<i>И. Е. Антипов, Набиль Оде Имнехир, А. И. Шкарлет</i> Обработка результатов метеорных радиолокационных исследований для изучения причин изменения климата	41
<i>С.И. Бабкин</i> К вопросу о метрологической аттестации средств дистанционного зондирования атмосферы	46
<i>А.Ю. Панченко</i> К оценке интенсивности рассеянных акустических волн в АПС при отсутствии источников тепла на поверхности	53
<i>Б.В. Жуков, А.Н. Клюева, В.А. Петров</i> Оценка дистанционных зависимостей УВЧ радиополя над морем для произвольных высотных профилей коэффициента преломления воздуха	58
<i>Р. Л. Политанский, Л. Ф. Политанский, А. В. Гресь, С. Д. Галюк</i> Система передачи данных с использованием генераторов хаоса (на укр. яз.)	66
<i>А.А. Кузнецов, А.И. Цопа</i> Приближенный анализ защищенности системы MIMO на основе кластерной модели отводного канла. Ч. I: модель	72
<i>В.А. Дорошенко, Ю.Д. Шимук</i> Математическое моделирование возбуждения резистивного конуса с продольной щелью монохроматическим источником (на англ. яз.)	77
<i>В.А. Тихонов, Н.В. Кудрявцева</i> Повышение разрешающей способности параметрических оценок спектров аддитивных процессов	82
<i>В. В. Рапин, В.С. Сулима</i> Синхронизированный автогенератор с фазовой обратной связью, пропорциональной сдвигу	87
<i>С.Н. Сакало</i> Проблемы внедрения методов термометрии для решения медицинских задач	92
<i>В.П. Старенький, Л.А. Аверьянова</i> Анализ физических и радиобиологических аспектов современной дистанционной лучевой терапии (на укр. яз.)	97
<i>О.Г. Аврунц, П.Ф. Шапов</i> Сравнение дискриминантных характеристик риноманометрических методов диагностики	102
<i>В.М. Колодяжный, Н.О. Тулякова</i> Методы локально-адаптивной нелинейной фильтрации электрокардиограммы	108
<i>И.Ш. Невлюдов, А.М. Цымбал, С.С. Милютина, В.Ю. Шарковский</i> Применение акустической модели для управления мобильным роботом	120
<i>М.А. Омаров, Р.И. Цехмистро, С.Д. Орехова</i> К вопросу о моделировании микроволновых технологических установок сушки древесины с бегущей волной	126
<i>А.Г. Пащенко, В.М. Ванцан</i> Локализация носителей в многослойных наноструктурах, обусловленная интерференционной передислокацией волновых функций	133
<i>С.П. Новоселов, И.Ю. Лобанова</i> Анализ методов многоагентного управления участком сборки РЭА	139
<i>А.И. Филипенко, Е.Л. Дьяченко, В.Н. Казимирова</i> Исследование отражательной способности поверхностей зеркал МЭМС оптических переключателей	144
<i>А.Ю. Липинский, А.Н. Рудякова</i> Моделирование фоторефрактивного изменения показателя преломления в кристалле LiNbO_3	150
<i>И.Ш. Невлюдов, С.П. Новоселов, А.Г. Резниченко</i> Экспериментальная проверка теоретических основ, положенных в основу технологии автоматизированного контроля шероховатости поверхности подложки	155
<i>Л.Ф. Политанский, В.В. Лесинский</i> Температурная зависимость сопротивления канала МОП-транзисторных структур в открытом состоянии	163
<i>В.Н. Борцов, Н.И. Слипченко, А.М. Листратенко, В.А. Антонова, И.Т. Тымчук, М.А. Проценко, Я.Я. Костышин</i> Исследование и разработка высокоэффективных фотопреобразователей на основе монокристаллического кремния	168
<i>Т.Е. Ремаева, А.Г. Нерух, А.В. Ружижский</i> Рассеяние электромагнитных волн малым деформирующимся во времени эллипсоидом	174
<i>Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, А.С. Сорока</i> Радиационные эффекты в ближнеполевой микроволновой микроскопии полупроводников	180
<i>В.Г. Котух, М.А. Мирошник</i> Разработка методов повышения отказоустойчивости и надежности функционирования компонентов телекоммуникационных систем и сетей	190
РЕФЕРАТЫ	198

MATHEMATICAL MODELING OF A RESISTIVE CONE WITH A LONGITUDINAL SLOT EXCITATION BY A MONOCHROMATIC SOURCE

Introduction

The electromagnetic waves scattering problems on perfectly conducting structures are considered to be thoroughly investigated ones in the diffraction theory [1], [2]. However the investigation results of the electromagnetic waves scattering problems on imperfectly conducting and, in particular, resistive surfaces are of higher interest for application in modern radio technology, radiophysics, optics, radioelectronics [3]. Conical surfaces can be considered as models of the modern wideband and superwideband antennas. The edges, slots and apexes presence on such surfaces complicates the corresponding problem solutions significantly, though such surface peculiarities are of great demand for practical applications. The investigation results of the waves diffraction problem on an isotropic impedance cone are given in [4]. The surface properties were modeled by means of one-sided Shchukin-Leontovich boundary conditions [5]. These conditions did not include the cone surface curvature. The surface curvature consideration allows the scattering properties of the corresponding structure studying in more details. Such boundary conditions had been obtained for the cylindrical and spherical surfaces [6], [7]. The authors of [8], [9] offered the corresponding boundary conditions of impedance type for the conical surface. Resistivity is considered as a specific case of impedance.

The purpose of this work is to build a mathematical model for a problem of a resistive cone with one longitudinal slot excitation by a magnetic radial dipole provided that the two-sided impedance boundary conditions including the cone curvature parameter are set on the conical surface.

Problem Statement and Solution Algorithm

The problem of a single resistive cone with a longitudinal slot excitation is considered. (Fig. 1).

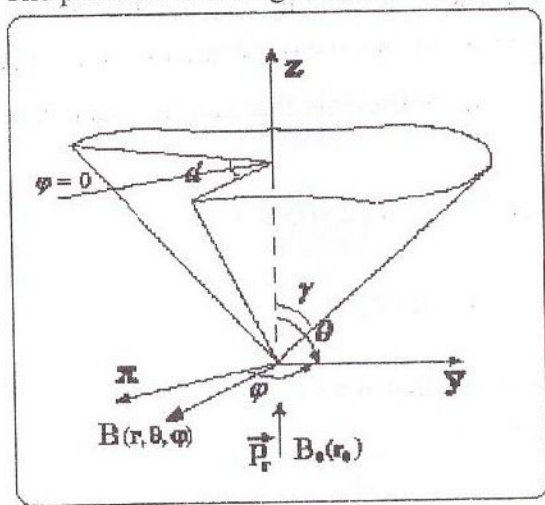


Fig. 1. Single resistive cone with longitudinal slot

The conical structure is excited by a magnetic radial dipole. The field of the dipole is changed according to a time-harmonic law $e^{ia\omega t}$, $a = \pm 1$. The axial-symmetric case of the excitation is considered. The spherical coordinate system r, θ, φ is considered. The beginning of the coordinate system is settled in the cone apex. The conical surface Σ is defined by the $\theta = \gamma$ equation. d is the angular slot width, the middle of the slot goes through the $\varphi = 0$ plain. The sought full electromagnetic field \vec{E}, \vec{H} that includes the source field \vec{E}_0, \vec{H}_0 and the scattered by the conical surface one \vec{E}_1, \vec{H}_1 that is represented as follows:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1,$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1,$$

satisfies:

1. Maxwell's equations;
2. Boundary condition on the conical surface

$$\begin{cases} \vec{n} \times \left\{ \vec{n} \times [\vec{E}^+ + \vec{E}^-] \right\} = -2wR \frac{1}{\sin \gamma} \vec{n} \times [\vec{H}^+ - \vec{H}^-], \\ \vec{n} \times \vec{E}^+ - \vec{n} \times \vec{E}^- = 0; \quad \Sigma: \theta = \gamma; \end{cases}$$

$$R = \zeta qr, \quad q = iak, \quad R = R_1 + iaR_2, \quad R_1 \geq 0, \quad \vec{E}^\pm = \vec{E}^\pm|_{\theta=\gamma \pm 0};$$

3. Condition at the infinity;
4. Finite stored energy condition.

In order to make the problem solution more convenient, the Debye's potentials are used [8]. Thus, the original electromagnetic problem is reduced to an initial-boundary problem of mathematical physics. The Debye's potentials are considered according to the full field structure. The sought ones are those corresponding to the scattered field. After the Kontorovich-Lebedev integral transforms are used to separate the variables, the following expressions for the sought Debye's potential v_1 are obtained:

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh}(\pi\tau) \hat{v}_1 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \\ \hat{v}_1 &= \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} v_1 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} \hat{v}_1 &= -a_{0,\tau} b_{0,\tau} U_{0,\tau}(\theta, \varphi), \quad b_{0,\tau} = \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma), \\ U_{0,\tau}(\theta, \varphi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n \frac{P_{-1/2+i\tau}^n(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^n(\pm \cos \gamma)} e^{in\varphi}, \end{aligned} \quad (1)$$

$K_{i\tau}(qr)$ is the McDonald's function, $a_{0,\tau}$ is a known coefficient, $P_{-1/2+i\tau}^n(\pm \cos \theta)$ is the Legendre function of the first kind. The «+» sign in (1) is for the $0 < \theta < \gamma$ area characterization, and the «-» one is for the $\gamma < \theta < \pi$ area. x_n are unknown coefficients that can be found from the following system of functional equations:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n) \right) x_n e^{in\varphi} = 1, \quad d/2 < |\varphi| \leq \pi, \quad (2)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n) x_n e^{in\varphi} = 0, \quad |\varphi| < d/2, \quad (3)$$

where ε_n is a known matrix coefficient, $\varepsilon_n = O(n^2)$ provided that $n \gg 1$.

Let's introduce the following coefficient for convenience:

$$\begin{aligned} y_n &= \left(1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n) \right) x_n - \delta_n^0, \\ x_n &= \frac{1}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n)} \left(y_n + \delta_n^0 \right), \end{aligned}$$

where

$$\delta_n^0 = \begin{cases} 0, & n \neq 0, \\ 1, & n = 0 \end{cases}$$

and the following function:

$$D_{i\tau}^{(n)} = \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n),$$

The system (2), (3) can be represented as shown below:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n e^{in\varphi} = 0, \quad d/2 < |\varphi| \leq \pi,$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|n|}{n^2} (1 - \varepsilon_n) \frac{1}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(n)}} y_n e^{in\varphi} =$$

$$= -\frac{D_{i\tau}^{(0)}}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(0)}}, \quad |\varphi| < d/2.$$

This system of linear algebraic equations is not stable. Thus, one should regularize it. After the method of the Riemann-Hilbert problem [10] is applied, the following second kind system of linear algebraic equations of the Fredholm type (SLAE-2) is derived:

$$\left(-\ln \frac{1-u}{2} + \frac{D_{i\tau}^{(0)}}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(0)}} \right) y_0 = -t_{i\tau}^{(0)} + \frac{1}{2} \sum_{p \neq 0} y_p \frac{1}{p} \hat{f}_p [P_p(u) + P_{p-1}(u)],$$

$$u = \cos \frac{d}{2}, \quad \hat{f}_p = \frac{|p|}{p} \varepsilon_p + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) p D_{i\tau}^{(p)} t_{i\tau}^{(p)},$$

$$t_{i\tau}^{(p)} = \frac{D_{i\tau}^{(p)}}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(p)}}, \quad D_{i\tau}^{(0)} = -\frac{ch\pi\tau}{\pi \sin^2 \gamma} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma)},$$

$$y_n = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \hat{f}_p V_{n-1}^{p-1}(u) y_p + y_0 P_n(u)$$

where $V_{n-1}^{p-1}(u)$ is a known function [10]

Narrow slot. Analytical Solution

In case of a narrow slot, i.e. when $d \ll 1$, $1-u \ll 1$, the sought Debye's potential distant from the slot has the following form:

$$v_1 = -\frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau sh\pi\tau \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} a_{0,\tau} b_{0,\tau} \frac{1}{\left[1 - 2T_{i\tau}^{(0,1)} \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{1}{p} \hat{f}_p \right] \Phi_{i\tau}^{(0,1)} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)} \frac{D_{i\tau}^{(0)}}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(0)}} \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{d\tau} -$$

$$-\frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} \frac{2}{\pi^2} \left\{ \int_0^{+\infty} \tau sh\pi\tau \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} a_{0,\tau} b_{0,\tau} \frac{1}{\left[1 - 2T_{i\tau}^{(0,1)} \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{1}{p} \hat{f}_p \right] \Phi_{i\tau}^{(0,1)} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)} \frac{D_{i\tau}^{(0)} \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{1}{p} \hat{f}_p}{1 + 2\zeta(\tau^2 + 1/4) D_{i\tau}^{(0)}} \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{d\tau} - \right.$$

$$\left. + \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \cos n\varphi \int_0^{+\infty} \tau sh\pi\tau \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} a_{0,\tau} b_{0,\tau} \frac{1}{D_{i\tau}^{(n)} T_{i\tau}^{(n,1)} \left[1 - 2T_{i\tau}^{(0,1)} \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{1}{p} \hat{f}_p \right] \Phi_{i\tau}^{(0,1)}}} \right\} \times$$

$$\times \left. \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{d \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)} d\tau \right\} + O(\sqrt[4]{1-u} / \ln(1-u)),$$

$$T_{it}^{(n,1)} = \frac{1}{D_{it}^{(n)}} + 2\zeta(\tau^2 + 1/4), \quad \Phi_{it}^{(n,1)} = \frac{T_{it}^{(n,1)}}{1 - 2T_{it}^{(n,1)} \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{1}{P} \hat{f}_p} - \frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}}.$$

In cases when $\zeta \rightarrow 0$ and $d \rightarrow 0$ the known analytical solutions are obtained [8].

Numerical Results

In this work the condition numbers, modules of the SLAE-2 coefficients and a surface current density component dependencies depending on the problem parameters are obtained.

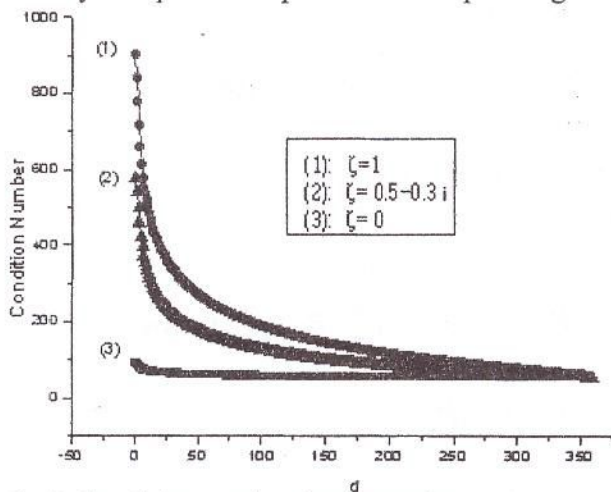


Fig. 2. Condition number dependencies on the slot width for different values of the resistivity parameter

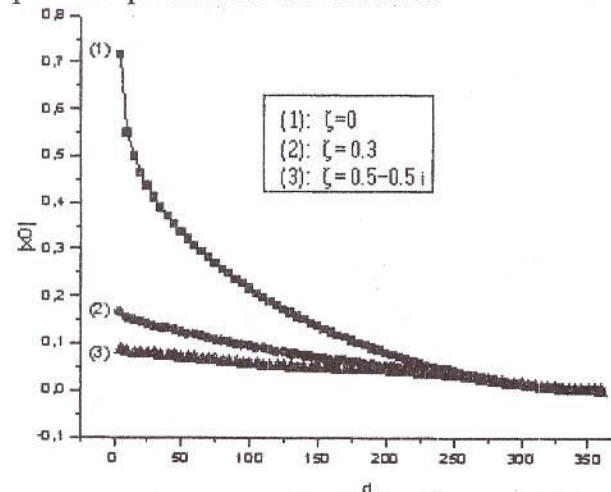


Fig. 3 $|x_0|$ dependencies on the slot width for different values of the resistivity parameter

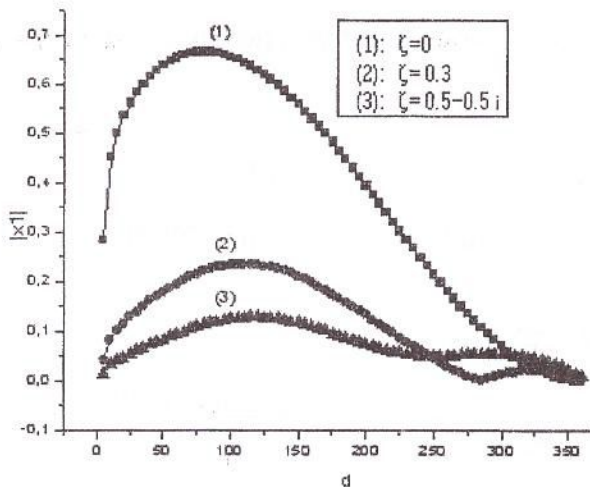


Fig. 4. $|x_1|$ dependencies on the slot width for different values of the resistivity parameter

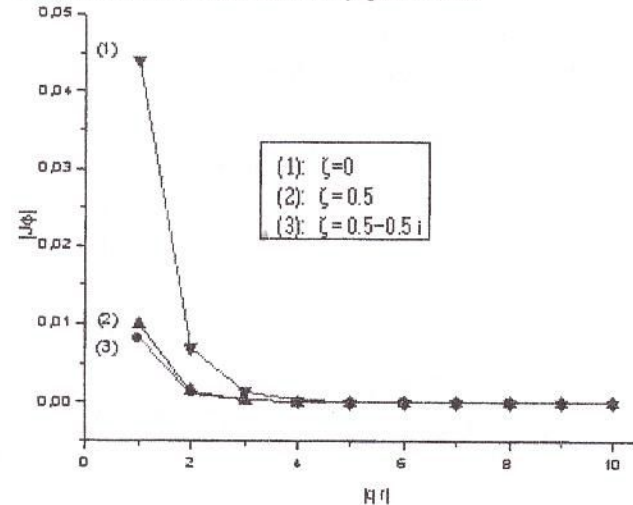


Fig. 5. $|J_\phi|$ on the distance to the cone apex for different values of the resistivity parameter

The dependencies of the condition numbers on the angular slot width and the resistivity parameter values are shown in the fig.2. It can be seen that the system gets worse conditioned as the absolute value of the resistivity parameter $|\zeta|$ increases, the system gets worse conditioned. Also the condition numbers of the corresponding SLAE-2 systems do not differ significantly provided

that $d > 300^\circ$. The graphs of the absolute values of some system coefficients are shown in the fig. 3, 4. It is noticed that the biggest values of the coefficients correspond to the case when the resistivity parameter equals to zero, i.e. in case of the perfectly conducting surface. The values of the coefficients decrease as the $|\zeta|$ value increases. Also these values decrease as the angular slot width decreases. Such fact is caused by the square of the conical surface decreasing. The dependencies of one of the surface current density components $|J_\phi|$ on the $|qr|$ parameter characterizing the distance to the observation point are shown in the fig. 5. We can see that in cases when $|\zeta| \neq 0$ the value of the surface current density component $|J_\phi|$ decreases compared with the similar graph corresponding to the $\zeta = 0$ case. Also the values of $|J_\phi|$ decrease as the signal goes further from the cone apex and gets close to zero for $|qr| > 4$.

Conclusion

In this work the problem of a single resistive cone with a longitudinal slot excitation by the magnetic radial dipole provided that the surface impedance changes depending on the cone curvature changing is investigated for the first time. Such cone surface peculiarities are modeled by means of the specific boundary conditions. The problem is solved by means of the rigorous methods, its solution is unique and stable. The problem solution is based on the Kontorovich-Lebedev integral transforms combined with the regularization procedure by means of the method of the Riemann-Hilbert problem. The numerical solutions for any problem parameters as well as the analytical ones for the specific cases of the structure are obtained. The analysis of the numerical research resulted in the fact that the numerical solutions tend to known analytical ones for the extreme cases of the slot width and resistivity parameter decreasing. This is the proof that the numerical results are correct.

References: 1. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции: Пер с нем./ Под ред. Г.Д. Малюжинца. – М.: Мир, 1964. – 428с. 2. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн: Пер. с англ. / Под ред. М.Л. Левина. – М.: Мир, 1978. – Т.1. – 552с., Т.2. – 558с. 3. Senior T.B.A., Volakis J.L. Generalized impedance boundary conditions in scattering// Proceedings the IEEE. – 1991. – V.79, №.10. – P.1413-1420. 4. Bernard J.M.L., Lyalinov M.A. Electromagnetic scattering by a smooth convex impedance cone // J. of Appl. Math. – 2004. – V.69. – P.285-333. 5. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440с. 6. Кравченко В.Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 280с. 7. Ерофеев В.Т., Кравченко В.Ф. Об импедансных граничных условиях, учитывающих кривизну поверхности // ДАН РАН. – 2000. – Т.45. №11. – С.1-7. 8. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Дифракция электромагнитных волн на незамкнутых конических структурах. – М.: Физматлит, 2009. – 272с. 9. Дзигора Е.А., Дорошенко В.А., Шумук Ю.Д. Возбуждение идеально проводящего конуса с тонким слоем покрытия // Радиотехника. Вып. 157. – 2009. – С. 67-72. 10. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана – Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. – Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. – 400с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.01.2011