

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

**ХАРКІВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА**

№ 1067

Харків 2013

УДК 621.396

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОЗРАЧНОМ КОНУСЕ

В.А. Дорошенко, О.Г. Литвинова, А.А. Стрельницкий

Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Харьков, пр.Ленина 14, 61166

Харьковский национальный университет им.В.Н.Каразіна, Харьков, пл.Свободы, 4, 61077

E-mail: vlad_a_doroshenko@mail.ru

Поступила в редакцию 18 апреля 2013 г.

В работе приведены результаты исследования в строгой постановке задачи дифракции электромагнитных волн на тонком полупрозрачном круговом полубесконечном конусе с прорезанной от вершины продольной щелью. Источником электромагнитного поля является электрический радиальный диполь. Метод решения задачи основан на использовании интегральных преобразований Конторовича-Лебедева. Показано, что рассматриваемая электродинамическая задача эквивалентна решению системы линейных алгебраических уравнений. Получены численное и аналитическое решения задачи. Приведены диаграммы пространственного распределения поля в зависимости от ширины щели.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: полупрозрачный конус, продольная щель, аналитическое решение, диаграммы распределения поля

В роботі наведено результати дослідження у строгій постановці задачі дифракції електромагнітних хвиль на тонкому напівпрозорому круговому напівнескінченному конусі з прорізаною від вершини поздовжньою щілиною. Джерелом електромагнітного поля є електричний радіальний диполь. Метод розв'язку базується на використанні інтегральних перетворень Конторовича-Лебедева. Показано, що електродинамічна крайова задача, що розглядається, еквівалентна розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Отримано чисельний та аналітичний розв'язки задачі. Наведено діаграми просторового розподілу поля в залежності від ширини щілини.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: напівпрозорий конус, поздовжня щілина, аналітичний розв'язок, діаграми розподілу поля

Results of investigating a rigorous statement problem of electromagnetic waves diffraction on a thin semi-transparent circular semi-infinite cone with a longitudinal slot cut from a cone vertex are considered. An electrical radial dipole is an electromagnetic field source. The solution method is based on using the Kontorovich-Lebedev transforms. It is showed that the electromagnetic problem that is under consideration is equivalent to solving a linear algebraic equations system. Numerical and analytical problem solutions are derived. Space distribution field diagrams as for slot width dependence are given.

KEY WORDS: semi-transparent cone, longitudinal slot, analytical solution, field distribution diagrams

ВВЕДЕНИЕ

Для исследования прикладных задач современной электродинамики требуется совершенствование существующих и создание новых подходов и методов решения модельных краевых задач для рассеивающих структур сложной конфигурации с различными поверхностными свойствами. Строгие методы решения применимы для довольно ограниченного круга задач, а результаты вследствие использования приближенных методов далеки от универсальности и объясняют физическую картину явления для суженной полосы изменения параметров исследуемой задачи. В данной работе получил своё развитие строгий метод решения краевых задач электродинамики в конических областях, который базируется на использовании интегральных преобразований Конторовича-Лебедева [1]. Рассматриваемая в работе полупрозрачная коническая структура с продольной щелью является моделью сверхширокополосных и широкополосных антенн [2-4], обтекателя антенн летательных аппаратов [5], радиопрозрачного антенного укрытия [6]. В работах [5, 7] приведены результаты исследования задачи дифракции волн на идеально проводящем сплошном (замкнутом) конусе, на поверхности которого заданы краевые условия без учёта его угла раскрытия.

Цель данной работы заключается в исследовании задачи дифракции электромагнитных волн на тонком полупрозрачном круговом полубесконечном конусе с продольной щелью, на поверхности которого заданы усреднённые краевые условия, учитывающие угол раскрытия конуса. Эти краевые условия были получены из точного предельного решения краевой электродинамической задачи для тонкого идеально проводящего кругового конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями [8].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Полупрозрачная неограниченная тонкая круговая коническая поверхность Σ с углом раскрытия 2γ и прорезанной вдоль образующей щелью находится в поле электрического диполя с моментом

$$\vec{P}_r(\vec{r}, t) = M_r \vec{i}_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) e^{ia\omega t}, \quad a = \pm 1.$$

Радиальный диполь расположен в точке $B_0(r_0, \theta_0, \varphi_0)$ вне и на оси конической поверхности, которая во введенной сферической системе координат r, θ, φ задается уравнением $\theta = \gamma$ (рис.1). Способность поверхности пропускать и отражать падающее на неё поле характеризуется параметром прозрачности $W > 0$. Ширина щели d имеет угловой размер и равна величине двугранного угла, образованного плоскостями, которые проведены через ось конической структуры и кромки щели.

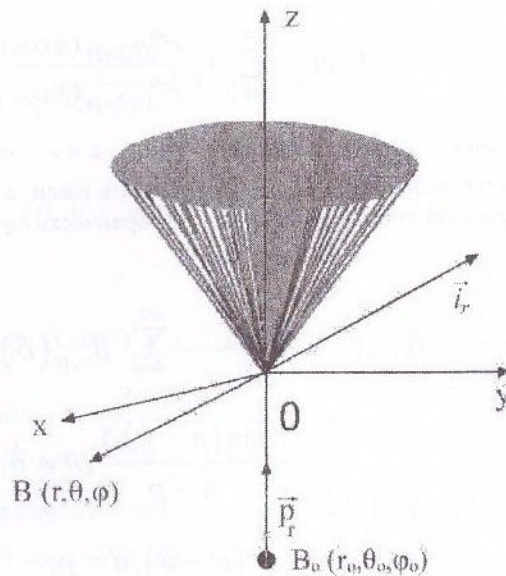


Рис.1. Геометрия щелевой полупрозрачной конической структуры

Присутствие в пространстве полупрозрачного конуса вносит возмущение (поле $\vec{E}_1(\vec{r}), \vec{H}_1(\vec{r})$) в поле диполя $\vec{E}_0(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r})$. Задача заключается в нахождении полного поля - $\vec{E}(\vec{r}), \vec{H}(\vec{r})$:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \vec{E}_1(\vec{r}), \quad \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \vec{H}_1(\vec{r}), \quad (1)$$

которое удовлетворяет:

- 1) уравнениям Максвелла вне полупрозрачного конуса и источника;
- 2) усредненным краевым условиям на конических секторах поверхности:

$$\vec{n} \times \left\{ \vec{n} \times [\vec{E}^+ + \vec{E}^-] \right\} = 2R\vec{n} \times L^{(1)} [\vec{H}^+ - \vec{H}^-],$$

$$\vec{n} \times \vec{E}^+ = \vec{n} \times \vec{E}^-,$$

где $\vec{E}^\pm = \vec{E}|_{\theta=\gamma \pm 0}$, $R = \frac{w}{q} W \sin \gamma$, $q = iak$, $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$, $w = \sqrt{\mu/\epsilon}$ - волновое сопротивление среды, ϵ и μ - проницаемости среды, в которую помещена полупрозрачный конус, $\vec{n}$ - внешняя нормаль к поверхности конуса Σ , $L^{(1)} g = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - q^2 \right) (rg)$

- 3) условию на бесконечности в пространстве;
- 4) условию ограниченности энергии.

Условия 1)-4) обеспечивают единственность решения поставленной электродинамической краевой задачи, которая посредством введения потенциалов Дебая $U = U_0 + U_1$ сводится к смешанной краевой задаче математической физики для однородного уравнения Гельмгольца относительно потенциала U [9], удовлетворяющего на полупрозрачной поверхности краевым условиям

$$U|_{\Sigma} - rW \sin \gamma \left(\frac{\partial}{\partial n} U^+ - \frac{\partial}{\partial n} U^- \right) \Big|_{\Sigma} = 0, \quad U^+ = U^-, \quad (2)$$

принципу предельного поглощения и условию ограниченности энергии, где потенциал U соответствует полному полю, U_0 - полю диполя, а U_1 - возмущённому конусом полю (1). Искомый потенциал ищем в виде интеграла Конторовича-Лебедева [1,8]

$$U_1 = \frac{M_r}{2\pi^2 \varepsilon_0} \int_0^\infty \tau \ln \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) \hat{U}_{i\tau}(\theta, \varphi) d\tau, \quad (3)$$

где

$$\hat{U}_{i\tau}(\theta, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n \frac{P_{-1/2+i\tau}^n(\pm \cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^n(\pm \cos \gamma)} e^{in\varphi}, \quad (4)$$

Знак «+» в (3), (4) соответствует области $0 < \theta < \gamma$, а «-» - области $\gamma < \theta < \pi$, x_n - неизвестные коэффициенты. Используя условия непрерывности поля в щели, а также математический аппарат рядов Фурье, получаем следующую систему линейных алгебраических уравнений для нахождения коэффициентов x_n :

$$x_p = \frac{1}{2W\varpi_p} B_{0,p}(\delta) - \frac{1}{2W\varpi_p} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{n,p}(\delta) x_n, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad (5)$$

$$B_{n,p}(\delta) = \begin{cases} -\frac{1}{\pi} \frac{\sin(n-p)\delta}{n-p}, & n \neq p, \\ \frac{1}{\pi}(\pi - \delta), & n = p; \end{cases} \quad \delta = d/2,$$

$$\varpi_n = \frac{(-1)^n \operatorname{ch} \pi \tau}{\pi} \frac{\Gamma(1/2 + i\tau + n)}{\Gamma(1/2 + i\tau - n)} \frac{1}{P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma)},$$

причём $x_{-p} = x_p$, а для $n \neq p$ коэффициенты $B_{n,p}(\delta)$ (5) имеют такие свойства:

$$B_{n,p}(-\delta) = -B_{n,p}(\delta), \quad B_{-n,-p}(\delta) = B_{n,p}(\delta), \quad B_{-n,p}(\delta) = B_{n,-p}(\delta).$$

Следует отметить, что предельный переход в (5) к системе в случае возбуждения идеального проводящего конуса ($W \rightarrow 0$) делать нельзя в силу ограничения используемого метода. Для получения системы линейных уравнений в случае возбуждения электрическим радиальным диполем идеально проводящего конуса с прорезанной вдоль образующей щелью может быть использован метод задачи Римана-Гильберта [8].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ПОЛЕ В ВОЛНОВОЙ ЗОНЕ

Следует отметить, что система (5) является системой линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2), для решения которой в преобразованном виде

$$x_p^{(1)} + \frac{1}{2W^{(1)}\varpi_p^{(1)}} B_{0,p}(\delta) x_0^{(1)} + \frac{1}{2W^{(1)}\varpi_p^{(1)}} \sum_{n=1}^{+\infty} (B_{n,p} + B_{n,-p}) x_n^{(1)} = \frac{1}{2W^{(1)}\varpi_p^{(1)}} B_{0,p}(\delta), \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

может быть использован метод редукции. В рассматриваемом случае число обусловленности [10] СЛАУ-2 (6) зависит от ширины щели, угла раскрытия конуса, параметра прозрачности и параметра интегрирования τ . Исследования показали, что при различных диапазонах изменения параметра задачи значение числа обусловленности не превышает 400. Этот факт свидетельствует о хорошей обусловленности системы (6), а, следовательно, о сходимости вследствие редукции СЛАУ-2 полученного решения (6) к точному.

Для получения выражений поля в волновой зоне воспользуемся в подынтегральном выражении (3) асимптотическим поведением функции Макдональда $K_{ir}(qr)$ при $qr \gg 1$ [11]. В результате главный член в асимптотическом разложении составляющих электрического поля в волновой зоне записывается в таком виде

$$E_\theta = \frac{e^{-qr}}{r} F_\theta(\theta, \varphi, \gamma, d), \quad E_\varphi = \frac{e^{-qr}}{r} F_\varphi(\theta, \varphi, \gamma, d),$$

где $F_\theta(\theta, \varphi, \gamma, d)$, $F_\varphi(\theta, \varphi, \gamma, d)$ - функции, определяющие поле в волновой зоне:

$$F_\theta(\theta, \varphi, \gamma, d) = A^* \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau e^{\frac{\pi \tau}{2}} K_{ir}(qr_0) \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) \left(\sum_{n=1}^{+\infty} x_n^{(1)}(\tau) \frac{d}{d\theta} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{--}(-\cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^{--}(-\cos \gamma)} 2 \cos n\varphi - x_0^{(1)}(\tau) \frac{P_{-1/2+i\tau}^l(-\cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^{--}(-\cos \gamma)} \right) d\tau, \\ F_\varphi(\theta, \varphi, \gamma, d) = B^* \frac{1}{\sin \theta} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau e^{\frac{\pi \tau}{2}} K_{ir}(qr_0) \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) \sum_{n=1}^{+\infty} x_n^{(1)}(\tau) \frac{P_{-1/2+i\tau}^{--}(-\cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^{--}(-\cos \gamma)} n \sin n\varphi d\tau,$$

где A^* и B^* известные постоянные коэффициенты. Для зависимости полей от времени в виде $e^{-i\omega t}$ параметр q берется в виде $q = -ik$ ($\operatorname{Im} k \leq 0$) и $q = ik$ ($\operatorname{Im} k \geq 0$) в случае зависимости во времени $e^{i\omega t}$. На рис.2 показана нормированная диаграмма пространственного распределения полного поля $|\vec{E}| = \sqrt{|\vec{E}_\theta|^2 + |\vec{E}_\varphi|^2}$ в волновой зоне ($\theta > 2\gamma$) в азимутальной плоскости для конуса ($\gamma = \pi/8$) с продольной щелью (ось щели соответствует значению азимутального угла $\varphi = 0^\circ$) для разных значений ширины щели d . Влияние щели на распределение поля в волновой зоне оказывается слабым, что объясняется данным способом возбуждения. Для $d < 60^\circ$ диаграмма круговая, но при увеличении ширины щели наблюдается отклонение правой части от круговой и при $d = 359^\circ$ диаграмма приобретает форму диаграммы одиночного протяженного рассеивателя в виде тонкого провода, ось которого смещена по оси OZ на $\theta = \pi/8$.

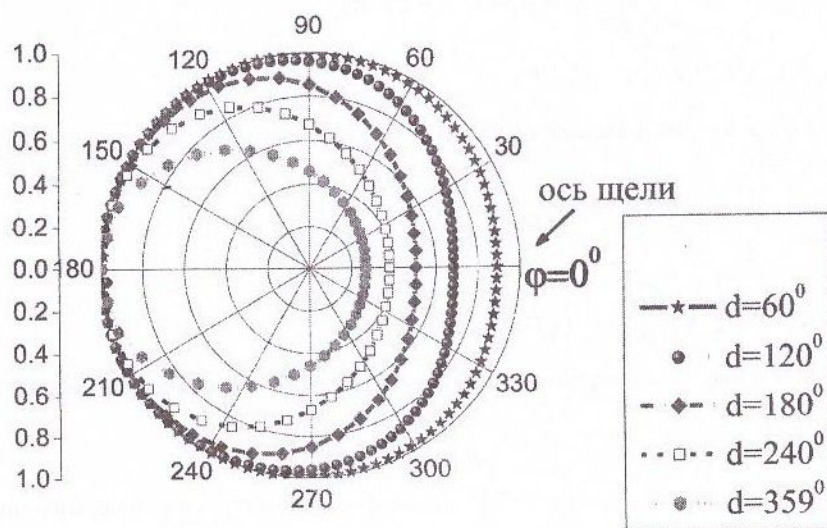


Рис.2. Диаграмма распределения полного электрического поля в волновой зоне ($\theta > 2\gamma$) для полупрозрачного конуса с продольной щелью $\gamma = \pi/8$, $\theta = \pi/3$, $|qr_0| = 1$ для разных значений ширины щели d .

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ В СЛУЧАЕ УЗКОГО ПОЛУПРОЗРАЧНОГО КОНИЧЕСКОГО СЕКТОРА

В случае узкого полупрозрачного конического сектора ($\beta^* = 1 - \frac{\delta}{\pi} \ll 1$) матричный оператор СЛАУ-2 (6) является сжимающим в рассматриваемом энергетическом пространстве l^2 решений (6), [12], что позволяет найти аналитическое решение (6) и краевой задачи. Потенциал Дебая U_1 (3) вдали от ребра конического сектора имеет такой вид

$$U_1 = -\frac{2}{\pi^2} \beta^* \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n e^{in\varphi} \int_0^{+\infty} \frac{\tau \operatorname{sh} \pi \tau a_{0\tau}^{(1)} b_{0\tau}^{(1)}}{2W/D_{i\tau}^{-n} + \beta^*} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{-n}(\pm \cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^{-n}(\pm \cos \gamma)} d\tau +$$

$$+ O\left(\frac{1}{W} (\beta^*)^2 \ln \frac{1}{\beta^*}\right), \frac{1}{W} (\beta^*)^2 \ln \frac{1}{\beta^*} \ll 1. \quad (7)$$

$$a_{0\tau}^{(1)} = \frac{M_r}{4\epsilon \operatorname{ch} \pi \tau} \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}}, \quad b_{0\tau}^{(1)} = -P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma),$$

$$D_{i\tau}^Q = (-1)^Q \frac{\pi}{\operatorname{ch} \pi \tau} \frac{\Gamma(1/2 + i\tau - Q)}{\Gamma(1/2 + i\tau + Q)} P_{-1/2+i\tau}^Q(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^Q(-\cos \gamma).$$

При исчезновении сектора, $\beta^* \rightarrow 0$, исчезает потенциал (7) и возмущенное присутствием конического сектора поле. Под спектром рассматриваемой краевой задачи понимается множество полюсов подынтегральной функции в (7) после перехода к интегрированию по мнимой оси вследствие введения новой переменной интегрирования $\zeta = i\tau$ в (7). Спектр краевой задачи для узкого полупрозрачного конического сектора определяется множеством корней уравнения

$$2W \frac{(-1)^n}{\pi} \cos \pi \zeta \frac{\Gamma(1/2 + \zeta - n)}{\Gamma(1/2 + \zeta + n)} \frac{1}{P_{-1/2+\zeta}^{-n}(\cos \gamma) P_{-1/2+\zeta}^{-n}(-\cos \gamma)} + \beta^* = 0, \quad (8)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots,$$

которые находятся вблизи корней $\tilde{\zeta}_s^{*-n}$ функции $\cos \pi \zeta \Gamma(1/2 + \zeta - n)$, $\operatorname{Re} \zeta > 0$:

$$\hat{\zeta}_s^{-n} = \tilde{\zeta}_s^{*-n} - \beta^* (-1)^n \frac{\pi}{2W} \frac{\Gamma(1/2 + \zeta + n)}{d\zeta \{ \cos \pi \zeta \Gamma(1/2 + \zeta - n) \}} P_{-1/2+\zeta}^{-n}(\cos \gamma) P_{-1/2+\zeta}^{-n}(-\cos \gamma) \Big|_{\zeta=\tilde{\zeta}_s^{*-n}} +$$

$$+ O\left(\left(\beta^*/W\right)^2\right), \quad s = 0, 1, 2, \dots, \quad \beta^*/W \ll 1. \quad (9)$$

Наименьшее из спектральных значений (9), которое является наименьшим из корней уравнения (8) с индексом $n = 0$

$$\hat{\zeta}_s^{-n} \Big|_{n=0} = \hat{\zeta}_s = \frac{1}{2} + s + \beta^* \frac{1}{2W} [P_s(\cos \gamma)]^2 + O\left(\left(\beta^*/W\right)^2\right),$$

$$\tilde{\zeta}_0^{(1)*} = \min \tilde{\zeta}_s^{(1)*} = \frac{1}{2} + \frac{\beta^*}{2W} + O\left(\left(\beta^*/W\right)^2\right)$$

определяет поведение поля у вершины узкого полупрозрачного конического сектора ($qr \ll 1$)

$$|\vec{E}| \sim |qr|^{-1+\beta^*/2W}, \quad |\vec{H}| \sim |qr|^{\beta^*/2W} \quad (10)$$

Из (10) делаем заключение о наличии сильной особенности электрического поля у вершины узкого полупрозрачного конического сектора. При уменьшении параметра прозрачности W поверхностные свойства полупрозрачного конического сектора приближаются к свойствам хорошо проводящего конического сектора. Формально при $W = 0$ сектор становится идеально проводящим, но результаты, приведенные выше справедливы при $\beta^*/W \ll 1$. Это свидетельствует о том, что из вышеприведенных резуль-

татов нельзя получить результаты для идеально проводящего конического сектора и даже сравнить с последними. В этом и заключается ограничение метода решения задачи в случае возбуждения полупрозрачного конуса с продольной щелью электрическим радиальным диполем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование краевой электродинамической задачи для полупрозрачной конической поверхности со щелью, прорезанной от вершины конуса вдоль его образующей. Вследствие введения скалярного потенциала Дебая и использования интегральных преобразований Канторовича-Лебедева исходная задача свелась к решению хорошо обусловленной системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа, решение которой получено численно, а в случае узкого полупрозрачного конического сектора аналитически. На основе аналитического решения проведен качественный анализ спектра краевой задачи и выяснен характер поведения поля у вершины узкого конического сектора. Анализ поведения поля показал существование сильной особенности электрического поля у вершины узкого полупрозрачного сектора и медленное убывание магнитного поля по мере приближения к ней. Полученное численное решение позволило изучить тенденцию изменения формы диаграммы пространственного распределения поля в волновой зоне в зависимости от ширины щели. Так при ширине щели меньшей 60° форма диаграммы мало отличается от круговой. Существенное изменение формы наблюдается при ширине щели большей 120° , что обуславливается типом возбуждения незамкнутой конической поверхности.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для практических приложений в радиотехнике, радиолокации, при разработке и проектировании приборов диагностики и контроля. Результаты теоретического изучения поведения электромагнитного поля у вершины полупрозрачного сектора могут быть использованы в качестве тестов для численных расчётов рассеянных полей полупрозрачными криволинейными экранами, имеющими угловые точки и вершины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уфлянд Я.С. О некоторых новых интегральных преобразованиях и их приложениях к задачам математической физики. В Н.: Вопросы математической физики. – Л.: Наука, 1976. – С.93-106.
2. Palud, S., F. Colombel, M. Himdi, C. Le Meins, A novel broadband eighth-wave conical antenna, IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2008. – Vol. 56, No. 7. – P. 2112 – 2116.
3. Wang, H. Zhang, X. Liu, K. Huang, A CPW-FED ULTRA-WIDEBAND PLANAR INVERTED CONE ANTENNA, Progress In Electromagnetics Research C. – 2010. – Vol. 12. – P.101-112.
4. S. Zhou, J. Ma, J. Deng, and Q. Liu. A low-profile and broad-band conical antenna // Progress in Electromagnetics Research Letters. – 2009. – Vol. 7. – P. 97-103.
5. Минокин М.Л. Дифракция плоской электромагнитной волны на полом диэлектрическом конусе// Журнал радиоэлектроники (электронный журнал). – 2000, №6.
6. Щеглов К.С. Шумовая температура радиопрозрачного антенного укрытия//Радиотехника и электроника. – 2001. – Т.46, №8. – С.994-996.
7. Lyalinov, M.A. Acoustic scattering of a plane wave by a circular penetrable cone// Wave Motion. – 2011. – Vol. 48, issue 1. – P. 62-82.
8. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Возбуждение незамкнутых конических и биконических структур//Электромагнитные волны и электронные системы. – 2003. – Т.8, №6. – С.4-78.
9. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. – М.: Высш. Шк., 1991. – 224с.
10. Бахвалов Н.С. Численные методы. – М.: Наука. 1975. – 631с.
11. Бейтмен Г., Эрдей А. Высшие трансцендентные функции. В 3-х т. Т.1. – М.: Наука, 1973. – 407с.
12. Канторович Л.В., Акилов Г.П. Функциональный анализ. – М.: Наука. 1977. – 741с.

ЗМІСТ

<i>Бутрым А. Ю., Антюфеева М. С., Хардигов В. В., Шульга С. Н.</i> Построение полюсной модели дисперсии диэлектрика на основе результатов измерений показателя преломления и показателя поглощения в ограниченной полосе частот	3
<i>Горобец Н.Н., Булгакова А.А.</i> Квазиоптимальные антенные решетки с усеченным биномиальным амплитудным распределением источников поля	10
<i>Блинова Н.К., Горобец Н.Н., Селютин А.В.</i> Продольно-поперечные поляризационные селекторы на волноводе квадратного поперечного сечения	17
<i>Легенский М.Н.</i> Импульсная рефлекторная антенна на основе нерегулярной конической линии	23
<i>Одаренко Е.Н., Шматько А.А.</i> Пусковые характеристики двухрежимной электронно-волновой системы О-типа	30
<i>Щербак В.В.</i> Эффективное преобразование волн <i>TE</i> или <i>TM</i> в волноведущих каналах с <i>ТЕМ</i> -волной	38
<i>Кулешов А.Н.</i> Стабилизация мощности излучения вакуумных электронных приборов субмиллиметрового диапазона	43
<i>Стогний Н. П., Сахненко Н. К.</i> Возбуждение плазмонных резонансов нанопровода и нанотрубки импульсным источником	48
<i>Прохоров Э. Д., Боцула О.В., Реутин О.А.</i> Генерация и умножение частоты планарным диодом с туннельной границей	55
<i>Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Свергун Д. С., Приходько К. Г.</i> Влияние ударной ионизации на эффективность генерации коротких диодов на основе GaN	61
<i>Захаров И. Г.</i> Ионосфера как индикатор процессов в околоземном пространстве, тропосфере и литосфере	65
<i>Резуненко В.А.</i> Экранировка сферой с круговым отверстием поля поперечного электрического диполя, размещенного в шаре	69
<i>Дорошенко В.А., Литвинова О.Г., Стрельницкий А.А.</i> Дифракция электромагнитных волн на щелевом полупрозрачном конусе	76
<i>Батраков Д.О., Головин Д.В., Батраков О.Д.</i> Сравнительный анализ итерационного и генетического алгоритмов решения обратных задач рассеяния	82
<i>Казанко А.В., Одаренко, Шматько А.А.</i> Рассеяние плоской Е-поляризованной волны на решетке из метаматериала	86
<i>Батраков Д. О., Головин Д. В., Почанин Г. П.</i> Влияние формы зондирующих импульсов на эффективность восстановления параметров технических и биомедицинских объектов	93
<i>Титарь В.П., Шпаченко О.В.</i> Сравнительный анализ отражения и преломления лазерного излучения в центральной ямке и на периферии желтого пятна сетчатки глаза	99
<i>Прохоров Э. Д., Боцула О.В., Горбунов И.А.</i> Моделирование диода с катодным статическим доменом методом Монте-Карло	112