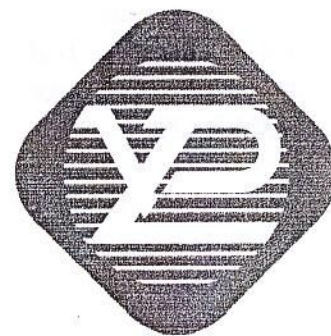


РАДИО- ТЕХНИКА

162/2010



СОДЕРЖАНИЕ

Н.Н. Колчигин, А.Ю. Бутрым, М.Н. Легенький	Расчет импульсного излучения круглой диэлектрической стержневой антенны методом согласования мод во временной области	5
Д.Д. Иванченко, О.В. Казанский, Н.Н. Колчигин	Трехмерное подповерхностное зондирование двумерными решетками из РЩА в режиме импульсного возбуждения	13
Ю.М. Пенкин, Л.Ю. Белогорцева	Корреляционные характеристики излучения фрактального сигнала линейным вибратором	20
А. В. Артюх, А. П. Блишун, В. А. Дорошенко	Осесимметричное возбуждение нестационарным источником конуса с продольной щелью	28
Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, А.Л. Ищенко	Характеристики коаксиального конусного СВЧ датчика для микродиагностики объектов	35
Н.П. Стогний, Н.К. Сахненко, А.Г. Нерух	Моделирование процессов в электромагнитном поле при образовании плазменного шнура	41
В.И. Фесенко	Метаматериалы для ТГц и оптического диапазонов. Обзор современного состояния и выбор объектов исследований	48
Н.С. Антоненко	Оценка электронной температуры пробоя в воздушной среде	57
А.Ю. Панченко, Н.И. Слипченко, Н.Н. Чернышов	Оценка информационных способностей фазовых детекторов и путей их совершенствования на основе современной компонентной базы	63
С. П. Гулин, А.С. Гулин	Расчет числа компонент спектра установившегося отклика нелинейной инерционной цепи на многочастотное полиамплитудное воздействие, содержащее постоянную составляющую	67
В.Е. Саваневич, А.Б. Брюховецкий, А. М. Кожухов, Е. Н. Диков	Оценка координат астероида на дискретном изображении	78
И. С. Перекрестов, П. В. Иващенко	Анализ ухудшения отношения сигнал/шум при синхронном детектировании с предварительной компенсацией фазового сдвига	87
Г.В. Майстренко, А.М. Рыбалко	Метод подавления преднамеренных помех в задачах пространственной фильтрации сигналов	93
П.Ф. Лебедев, В.П. Дробышева	Двойные электрические мосты теоретической электротехники	102
А.А. Руткас, Л.А. Власенко, А.Г. Руткас	Нормализованные состояния и дескрипторные нейросетевые модели переходных режимов нелинейных цепей - II	108
А.И. Костромицкий, В.С. Волотка	Обзор программ анализа и мониторинга сетевого трафика	116
А.В. Карпунин, Л.О. Кириченко, Т.А. Радивилова	Исследование работы протоколов семейства тср при критических режимах функционирования сети	123
М. И. Дзюбенко, С. Н. Колпаков, В. П. Пелипенко, В. В. Шевченко	Перестраиваемые импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой видимого и УФ диапазонов спектра	131
В.А. Тихонов, Н.В. Кудрявцева	Синтез и анализ мультипликативных процессов линейного предсказания	140
РЕФЕРАТЫ		144

ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ИСТОЧНИКОМ КОНУСА С ПРОДОЛЬНОЙ ЩЕЛЬЮ

Введение

Постоянно повышающийся интерес к изучению импульсного возбуждения структур, имеющих угловые размеры, обусловлен, прежде всего, большой их применимостью в различных отраслях техники. Импульсные режимы работы приборов и аппаратуры широко используются в телевидении, медицине, радиолокации, радионавигации, информационно-измерительной технике и космической связи. Все это порождает интерес к геометрически нерегулярным и щелевым структурам, например щелевым конусам [1], обладающим свойством широкополосности [2] и способностью формировать импульсные поля. В связи с этим возникают трудности, связанные с построением адекватной математической модели физического процесса и с решением соответствующей начально-краевой задачи. Использование существующих численно-аналитических и численных методов решения начально-краевых задач для структур с поверхностными сингулярностями (вершины, ребра) нередко приводит к неустойчивым решениям, что влечет за собой появление физически противоречивых результатов [3]. Поэтому возникает необходимость проверки полученного решения путем сравнения с экспериментальными данными (что не всегда представляется возможным) или с решениями, полученными строгими аналитическими методами.

Целью работы является построение математической модели процесса возбуждения точечным импульсным источником конической антенны с продольной щелью и решение соответствующей модельной начально-краевой задачи с помощью строгих аналитических и численно-аналитических методов.

Формулировка задачи. Метод решения

Пусть электрический радиальный диполь, расположенный в точке A_0 , возбуждает одиночный круговой полубесконечный идеально проводящий конус с продольной щелью Σ (рис. 1).

Конус Σ с углом полуоткрытия γ во введенной сферической системе координат r, θ, φ с началом в вершине конуса задается уравнением $\theta = \gamma$. Угловая ширина продольной щели d равна по величине двугранному углу, образованному плоскостями, которые проведены через ось конуса и кромки щели. Источник включается при $t = t_0$ и имеет момент

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{M} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0),$$

где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ – дельта-функция, $f(t - t_0)$ определяет зависимость поля источника от времени, причем $f(t - t_0) \equiv 0, t < t_0$. Среда, в которой находятся конус и источник, считается однородной, изотропной и стационарной с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ, μ соответственно. Электромагнитное поле $\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{H}(\vec{r}, t)$ при наличии конуса и источника удовлетворяет уравнениям Максвелла, краевому условию обращения тангенциальной составляющей электрического поля на конической поверхности, условию причинности, а также условию ограниченности энергии. Начально-краевая задача в такой постановке имеет единственное решение [4], которое запишем в виде

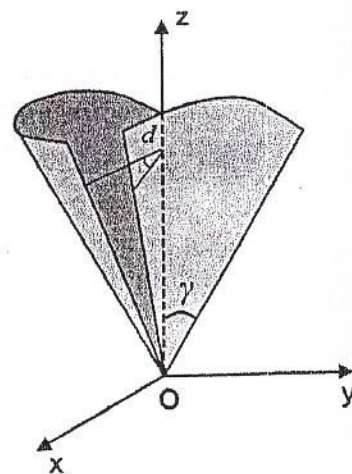


Рис. 1. Конус со щелью

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

$\vec{E}_0(\vec{r}, t), \vec{H}_0(\vec{r}, t)$ – поле источника, $\vec{E}_1(\vec{r}, t), \vec{H}_1(\vec{r}, t)$ – рассеянное конусом поле, и будем искать с помощью потенциала Дебая ν [4], удовлетворяющего неоднородному волновому уравнению, начальному условию, краевому условию Дирихле и условию ограниченности энергии. Вследствие использования аппарата функции Грина и интегральных преобразований Мелера – Фока [6], потенциал для рассеянного поля $\vec{E}_1(\vec{r}, t), \vec{H}_1(\vec{r}, t)$ можно представить в виде

$$\nu_1(\vec{r}, t) = \frac{aM_r}{4\pi r r_0^2 \varepsilon} \eta \left(t - t_0 - \frac{r + r_0}{a} \right) \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau b_\tau \hat{U}_{i\tau}(\theta, \varphi) \Phi_{i\tau}(t, r) d\tau, \quad (2)$$

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = \int_{\frac{r+r_0}{a}}^{t-t_0} f(t-t_0-z) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(z)) dz, \quad \operatorname{ch} b(z) = \frac{a^2 z^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}, \quad (3)$$

$$\hat{U}_{i\tau} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n \frac{P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma)} e^{in\varphi}, & 0 < \theta < \gamma, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n \frac{P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \theta)}{P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma)} e^{in\varphi}, & \gamma < \theta < \pi; \end{cases} \quad (4)$$

где $\varepsilon\mu = 1/a^2$, $\eta(\xi)$ – функция Хэвисайда, $P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \theta)$ – функция Лежандра первого рода, b_τ – известный коэффициент, x_n – неизвестные коэффициенты, для нахождения которых используется краевое условие и условие непрерывности поля в щели [6]. В результате использования этих условий электродинамическая задача сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) относительно искомых коэффициентов [6]:

$$X = AX + B,$$

где оператор A является компактным, а в случае узкой щели сжимающим. Это позволяет использовать метод редукции для численного решения СЛАУ-2 в случае произвольной ширины щели, а также метод последовательных приближений для получения аналитического решения при возбуждении конуса с узкой щелью.

В случае возбуждения конуса с продольной щелью δ -образным источником, $f(t-t_0) = \delta(t-t_0)$, функция $\Phi_{i\tau}(t, r)$ (3) принимает вид

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-t_0)) \quad (5)$$

и тогда потенциал $\nu_1(\vec{r}, t)$ и компонента вектора напряженности E_θ запишутся так:

$$\nu_1(\vec{r}, t) = \frac{aM_r}{4\pi r r_0^2 \varepsilon} \eta \left(t - t_0 - \frac{r + r_0}{a} \right) \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau b_\tau \hat{U}_{i\tau}(\theta, \varphi) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-t_0)) d\tau,$$

$$E_{\theta} = \frac{aM_r}{4\pi r r_0^2 \varepsilon} \eta \left(t - t_0 - \frac{r + r_0}{a} \right) \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau b_{\tau} \frac{d}{d\theta} \hat{U}_{i\tau}(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-t_0)) d\tau. \quad (6)$$

Случай коротких импульсов

Для многих практических приложений интерес представляет исследование задач возбуждения короткими и сверхкороткими импульсами большой мощности. Пусть источник включается на короткое время Δt в момент времени $t_0 = 0$:

$$f(t) = S(t)[\eta(t) - \eta(t - \Delta t)], \quad S(t) > 0, \quad t \in (t - \Delta t, t),$$

где функция $S(t)$ определяет амплитуду сигнала. Тогда

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = \int_{t-\Delta t}^t S(t-z) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(z)) dz. \quad (7)$$

Преобразуем функцию $\Phi_{i\tau}(t, r)$ к такому виду:

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = \int_{t-\Delta t}^t S(t-z) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(z)) dz = \left| \begin{array}{l} y = t - z, \\ z = t - y, \\ dz = -dy \end{array} \right| = \int_0^{\Delta t} S(y) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) dy.$$

Используя свойства функции Лежандра $P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(z))$, а также её разложение по формуле Тейлора в точке $y = 0$

$$P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) = P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t)) + y \frac{\partial}{\partial y} P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) \Big|_{y=0} + \\ + \frac{1}{2} y^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) \Big|_{y=0} + O(y^3),$$

получим

$$\int_0^{\Delta t} S(y) P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) dy = P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t)) \int_0^{\Delta t} S(y) dy + \\ + \frac{\partial}{\partial y} P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) \Big|_{y=0} \int_0^{\Delta t} y S(y) dy + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} P_{-1/2+i\tau}(\operatorname{ch} b(t-y)) \Big|_{y=0} \int_0^{\Delta t} y^2 S(y) dy + O(\Delta t^3) \quad (8)$$

Обозначим $B(\Delta t) = \int_0^{\Delta t} S(y) dy$ и оценим интегралы в (8):

$$\int_0^{\Delta t} y S(y) dy < \Delta t \int_0^{\Delta t} S(y) dy = \Delta t B(\Delta t), \quad \int_0^{\Delta t} y^2 S(y) dy < (\Delta t)^2 B(\Delta t).$$

Предполагая, что функция $S(t)$ непрерывна на рассматриваемом промежутке, по теореме о среднем значении имеем

$$B(\Delta t) = \int_0^{\Delta t} S(y) dy = S(\xi) \Delta t, \quad \xi \in (0, \Delta t).$$

6) Функция $S(t)$ может принимать большие, но все же конечные значения. Считаем, что $S(t)$ настолько велика на интервале $(0, \Delta t)$, а промежуток $(0, \Delta t)$ настолько мал, что $S(t) \Delta t$ принимает значения, например порядка единицы. Учитывая тот факт, что функции $P_{-1/2+i\tau}(\text{ch } b(t))$ и их производные являются непрерывными и за счет Δt можно сделать каждый последующий член в (8) меньше предыдущего. В связи с этим за счет малости Δt делаем вывод о том, что в (8) главный член асимптотики $P_{-1/2+i\tau}(\text{ch } b(t))B(\Delta t)$ определяет поведение функции $\Phi_{i\tau}(t, r)$ при малых Δt . В предположении $B(\Delta t)$ порядка единицы значения $P_{-1/2+i\tau}(\text{ch } b(t))B(\Delta t)$ находятся вблизи значений $P_{-1/2+i\tau}(\text{ch } b(t))$ при каждом фиксированном t , а последнее определяет $\Phi_{i\tau}(t, r)$ в случае δ -образного источника (6).

Таким образом, в случае мощных коротких импульсов базовой является задача о возбуждении конуса δ -образным источником.

7) Возбуждение незамкнутого конуса δ -образным источником

В случае узкой конической ленты подразумевается лента, угловая ширина которой близка к 2π ($(1-d/(2\pi)) \ll 1$, $1-u \ll 1$, $u = -\cos(d/2)$) получаем

$$x_n^{(1)} \approx -\frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} (-1)^n \frac{\frac{1}{|n|} (1-\delta_n^{(1)}) \frac{1}{F_{i\tau}}}{D_{i\tau}^{(1)} - \sum_{p \neq 0} \frac{1}{|p|} \delta_p^{(1)}}, \quad F_{i\tau} = \frac{1}{D_{i\tau}^{(1)} - \sum_{p \neq 0} \frac{1}{|p|} \delta_p^{(1)}} - \frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}},$$

$$\delta_n^{(1)} = O(n^{-2}), \quad n \gg 1,$$

а асимптотическое разложение потенциала Дебая по малому параметру $(1-u)$ с точностью до членов порядка $O((1-u)/\ln(1-u))$ имеет вид ($\theta_0 = 0$)

$$v_1^{(1)}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} \frac{1}{rr_0^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n e^{in\varphi} \times$$

$$\times \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{a}_0^{(1)}(\tau) \frac{1}{|n|} (1-\delta_n^{(1)}) \frac{P^n}{2} (\pm \cos \theta)}{F_{i\tau} \left(D_{i\tau}^{(1)} - \sum_{p \neq 0} \frac{1}{|p|} \delta_p^{(1)} \right) \frac{P^n}{2} (\pm \cos \gamma)} \Phi_{i\tau}(t, r) d\tau. \quad (9)$$

Интегральное представление (9) справедливо для поля вдали от кромок секторов. Поле, рассеянное узкой конической лентой, является полем ТМ-типа. При сужении конической ленты ($u \rightarrow 1$) рассеянное поле, как это следует из (9), убывает пропорционально $1/\ln((1-u)/2)$.

Спектр собственных значений в данном случае определяется корнями уравнения с малой правой частью

$$\frac{\cos \pi \mu}{\pi P_{-1/2+\mu}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma) - \cos \pi \mu \sum_{p \neq 0} \frac{1}{|p|} \delta_p^{(1)}} = \frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}}, \quad (10)$$

которые находятся вблизи корней $\cos \pi \hat{\mu} = 0$:

$$\mu_q = \frac{1}{2} + q - \frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} \left\{ [P_q(\cos \gamma)]^2 + \sum_{p=1}^q \frac{(q+p)!}{(q-p)!} [P_q^{-p}(\cos \gamma)]^2 \right\} + O(\ln^{-2}(1-u)), \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

Первый корень μ_0 уравнения (10)

$$\mu_0 = \frac{1}{2} - 1/\ln((1-u)/2) + O(\ln^{-2}(1-u))$$

характеризует поведение поля вблизи вершины конуса. При этом электрическое поле у вершины имеет особенность порядка $r^{-3/2+\mu_0}$, а магнитное убывает как $r^{-1/2+\mu_0}$ по мере приближения к ней. Приведём здесь слагаемое, характеризующее распределение $E_{\theta,1}$ составляющей поля в пространстве в случае близкого расположения источника к вершине и его поведение вблизи вершины

$$E_{\theta,1}^{(0)} = -\frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} A_1 \cdot r^{-3/2+\mu_0} r_0^{-3/2+\mu_0} h(t-t_0, r, r_0) \frac{G(\theta, \varphi)}{a^2(t-t_0)^2 - r^2 - r_0^2}, \quad (11)$$

где

$$G(\theta, \varphi) = \begin{cases} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} + \frac{1}{\sin \theta} \left[-1 + \operatorname{Re} \left(\frac{1 - b_1 e^{i\varphi}}{\sqrt{b_1^2 e^{2i\varphi} + 2e^{i\varphi} b_1 \cos \tilde{\delta} + 1}} \right) \right], & 0 < \theta < \gamma, \\ \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} + \frac{1}{\sin \theta} \left[-1 + \operatorname{Re} \left(\frac{1 - c_1 e^{i\varphi}}{\sqrt{c_1^2 e^{2i\varphi} + 2e^{i\varphi} c_1 \cos \tilde{\delta} + 1}} \right) \right], & \gamma < \theta < \pi, \end{cases}$$

$$h(z, r, r_0) = \frac{a^2 z^2 + r^2 - r_0^2}{\sqrt{a^2 z^2 - (r + r_0)^2} \sqrt{a^2 z^2 - (r - r_0)^2}},$$

$$\tilde{\delta} = \frac{\ell - d}{\ell}, \quad b_1 = \frac{\operatorname{tg} \theta/2}{\operatorname{tg} \gamma/2}, \quad c_1 = \frac{\operatorname{ctg} \theta/2}{\operatorname{ctg} \gamma/2}, \quad A_1 - \text{известный множитель.}$$

Таким образом, в структуре поля, рассеянного конической поверхностью из узких конических лент, присутствует соответствующая спектральному значению μ_0 сферическая ТЕМ волна, распространяющаяся вдоль каждой из конических лент. Если источник расположен вблизи вершины, то поле этой волны определяет распределение рассеянного поверхностью поля в пространстве. В позднем приближении ($a(t-t_0) \gg 1$) (11) можно представить так

$$E_{\theta,1}^{(0)} \approx -\frac{1}{\ln \frac{1-u}{2}} A_1 \cdot r^{-3/2+\mu_0} r_0^{-3/2+\mu_0} G(\theta, \varphi) (a(t-t_0))^{-2}.$$

Таким образом, в случае близкого расположения источника поля вблизи вершины вдоль узких конических лент распространяется волна с большой амплитудой и фронтом неизме-

няющейся формы. Поле этой волны определяет поведение рассеянного поля у вершины конуса и в позднем приближении.

Численное решение

Проведен численный анализ распределения E_θ во временной области при фиксированных расстояниях от источника до вершины конуса r_0 , расстоянии от вершины конуса до точки наблюдения r , угла полураскрыва конуса γ , угла θ точки наблюдения при условии, что $\theta > 2\gamma$ и $t > (r + r_0)/a$, где a – скорость распространения сигнала в среде. При проведении численного эксперимента осуществлен переход от размерной величины t к безразмерной $\xi = at/(r + r_0)$, ($\xi > 1$). В соответствии с формулой для E_θ проведен расчет вышеуказанной зависимости при условии, что $r = 1$, $r_0 = 0.5$, $a = 1$.

На рис. 1, 2 даны кривые зависимости составляющей электрического поля E_θ (6) от параметра ξ при различных фиксированных значениях ширины щели и угла полураскрыва конуса.

Из рис. 2 следует, что с уменьшением поверхности рассеяния (при расширении щели) наблюдается уменьшение поля напротив середины щели. При расширении конуса увеличивается и величина рассеянного поля (рис. 3).

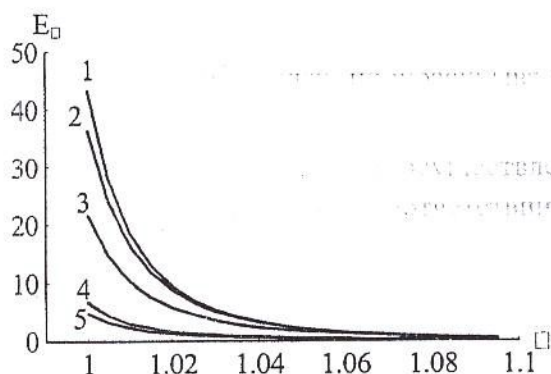


Рис. 2. Зависимость E_θ от ширины щели d :

$$1 - d = 0, 2 - d = \frac{\pi}{6}, 3 - d = \frac{\pi}{2}, 4 - d = \frac{3\pi}{2}, 5 - d = \frac{5\pi}{3}$$

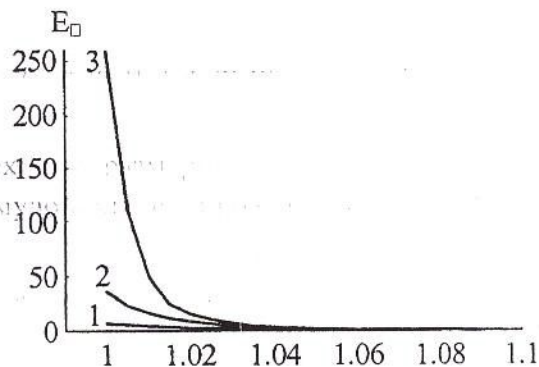


Рис. 3. Зависимость E_θ от угла полураскрыва конуса γ :

$$1 - \gamma = \frac{\pi}{8}, 2 - \gamma = \frac{\pi}{6}, 3 - \gamma = \frac{\pi}{5}$$

Заключение

В данной работе построена математическая модель процесса возбуждения точечным импульсным источником конической антенны с продольной щелью. Для нахождения строгого аналитического решения использованы аппарат функции Грина и метод интегральных преобразований. Показано, что для мощных коротких импульсов базовой является задача о возбуждении конуса δ -образным источником. Получено аналитическое решение задачи возбуждения δ -образным источником узкой конической ленты. Приведены расчетные формулы для практических приложений в случае близкого расположения источника к вершине ленты. Проведен численный анализ одной из составляющих электрического поля в зависимости от ширины щели и угла раскрыва.

Список литературы: 1. *Cheng S., Wu Z., Hallbjorner P., Hjort K., Rydberg A.* Foldable and Stretchable Liquid Metal Planar Inverted Cone Antenna // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 57, №12, 2009. p. 3765-3771. 2. *Amert A.K., Whites K.W.* Miniaturization of the Biconical Antenna for Ultrawideband Applications // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 57, №12, 2009. p. 3728-3735. 3. *Борисов В.В.* Электромагнитные поля неустановившихся токов. СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 1996. 208с. 4. *Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А. Г.* Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с. 5. *Подосенов С. А., Потапов А. А., Соколов А. А.* Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур. М.: Радиотехника, 2003. 720с. 6. *Дорошенко В., Кравченко В.* Дифракция электромагнитных волн на незамкнутых конических структурах, / Под ред. В.Ф. Кравченко. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 272 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.05.2010

УДК 517.958:537.8

Осесимметричное возбуждение нестационарным источником конуса с продольной щелью / А. В. Артюх, А. П. Блишун, В. А. Дорошенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 162. С. 28 – 34.

Рассмотрена задача возбуждения электрическим радиальным импульсным диполем полубесконечного идеальнопроводящего кругового конуса с продольной щелью. С помощью интегрального преобразования Мелера – Фока и метода задачи Римана – Гильберта электродинамическая задача сведена к системе линейных алгебраических уравнений, решение которой получено как аналитически, так и численно. В случае узкой конической ленты приведено аналитическое решение, определен пространственный спектр задачи и структура поля. Проведен численный анализ распределения поля во временной области в зависимости от ширины щели и углов полураскрыва конуса.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 517.958:537.8

Осесиметричне збудження нестационарним джерелом конуса з поздовжньою щілиною / А. В. Артюх, О. П. Блишун, В. О. Дорошенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 162. С. 28 – 34.

Розглянуто задачу збудження електричним радіальним імпульсним диполем напівнескінченного ідеальнопровідного кругового конуса з поздовжньою щілиною. За допомогою інтегрального перетворення Мелера – Фока та методу задачі Рімана – Гільберта електродинамічна задача зведена до системи лінійних алгебраїчних рівнянь, розв'язок якої отримано як аналітично, так і чисельно. У випадку вузької конічної стрічки наведено аналітичний розв'язок, визначено просторовий спектр задачі та структура поля. Проведено чисельний аналіз розподілу поля у часовій області в залежності від ширини щілини та кутів напіврозкриву конуса.

Ил. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 517.958:537.8

The axisymmetric nonstationary source launching of the cone with longitudinal slot / A. V. Artjukh, A. P. Blishun, V. A. Doroshenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdiscip. Mag. 2010 № 162. P. 28 – 34.

The problem of the half-infinite idealconductive round cone with longitudinal slot launching by an electric radial impulse dipole is considered. The electrodynamic problem is reduced to the system of linear algebraic equations with the help of the Meler-Fock integral transform and the method of Riemann-Hilbert problem. The solution is obtained with the help of analytical and numerical methods. In the case of cone slot the analytical solution of the problem of spatial spectrum and the field structure are obtained. Numerical analysis of the field distribution in time domain depending on the slot width and cone angle is carried out.

3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.317.619

Характеристики коаксиального конусного СВЧ датчика для микродиагностики объектов / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, А.Л. Иценко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 162. С. 35. – 40.

Рассматривается модель коаксиального конусного СВЧ датчика и устанавливаются зависимости его фундаментальных характеристик преобразования от геометрии конструктива и их взаимосвязи с рабочей добротностью, определяющей чувствительность датчика. В результате можно оценить оптимальные форму и размер острия конусного датчика для одновременного достижения высокой чувствительности при заданной разрешающей способности. Представлено сравнение с экспериментом на кремниевых пластинах в некоторых точках.

Ил. 5. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.317.799

Характеристики коаксіального конусного НВЧ давача для мікродіагностики об'єктів / Ю.О. Гордієнко, С.Ю. Ларкін, А.Л. Іценко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 162. С. 35 – 40.