



УДК 621.396.67
ГРНТИ 78.25.41

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ РАДИОИМПУЛЬСА НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ

*С.Н. РАЗИНЬКОВ, доктор физико-математических наук
ВУНЦ ВВС «ВВА имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж)
О.Э. РАЗИНЬКОВА, кандидат технических наук
ВУНЦ ВВС «ВВА имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж)*

В статье на основе аппроксимации компонентов векторов плотности поверхностных токов рядами Фурье с весовыми коэффициентами в виде пространственно-временного распределения азимутальных гармоник построена модель рассеяния радиоимпульса с прямоугольной огибающей на идеально проводящем цилиндре. Для расчета азимутальных гармоник токов цилиндра получены системы интегральных уравнений с дифференциальными операторами второго порядка и возбуждающими функциями, являющимися весовыми коэффициентами разложения облучающих сигналов в комплексные ряды Фурье-Бесселя. По результатам численного решения полученных уравнений, найденного в виде комплексных амплитуд гармоник плотности поверхностных токов в точках дискретизации образующей цилиндра в последовательные моменты времени, проведен анализ его энергетической эффективной площади рассеяния. Исследованы зависимости потока вторичного поля цилиндра от вида и частотно-временных параметров радиоимпульсов.

Ключевые слова: радиоимпульс, энергетическая эффективная площадь рассеяния, интегральное уравнение с дифференциальным оператором второго порядка, пространственно-временное распределение гармоник токов, кусочно-постоянная аппроксимация токов.

ELECTRODYNAMIC ANALYSIS OF A RADIOIMPULSE SCATTERING ON THE IDEALLY CONDUCTING CYLINDER

*S.N. RAZIN'KOV, Doctor of Physico-Mathematical Sciences
MESC AF «N.E. Zhukovsky and Y.A. Gagarin Air Force Academy» (Voronezh)
O.E.H. RAZIN'KOVA, Candidate of Technical sciences
MESC AF «N.E. Zhukovsky and Y.A. Gagarin Air Force Academy» (Voronezh)*

In the paper, based on the approximation of the components of the surface current density vectors by Fourier series with weight coefficients in the form of the space-time distribution of azimuthal harmonics, a model of the scattering of a radio pulse with a rectangular envelope on an ideally conducting cylinder is constructed. To calculate the azimuthal harmonics of the cylinder currents, systems of integral equations with second-order differential operators and excitatory functions that are the weight coefficients of the decomposition of the irradiating signals into complex Fourier-Bessel series are obtained. Based on the results of a numerical solution of the equations obtained, found in the form of the surface currents density harmonics complex amplitudes at the sampling points of the cylinder generator at successive instants of time, an analysis of its energy effective scattering area was carried out. The dependences of the secondary cylinder field flux on the type and frequency-time parameters of the radio pulses are investigated.

Keywords: radio pulse, energy effective scattering area, integral equation with a second-order differential operator, current harmonics space-time distribution, piecewise constant current approximation.



Введение. Перспективные способы повышения эффективности поиска и сопровождения баллистических и аэродинамических целей в системах контроля воздушного пространства базируются на применении сверхширокополосных (СШП) сигналов. Вследствие значительного соотношения граничных частот рабочего диапазона СШП радиолокационных станций (РЛС) обеспечивается выбор участков спектра вторичного излучения, где отражательные свойства объектов проявляются наиболее интенсивно. За счет совместной обработки информационных сигналов на множестве частот выполняются задачи обнаружения, распознавания и оценивания координат, траекторий и параметров движения летательных аппаратов, оснащенных средствами противорадиолокационной маскировки и снижения радиолокационной заметности. По дальностным радиолокационным портретам, характеризуемым высокой степенью контрастности отдельных деталей рассеивающих поверхностей, определяются линейных размеры объектов в интересах выявления наиболее уязвимых областей для наведения оружия, а также идентификация групповых целей, разрешение объектов в группе, распознавание ложных целей и радиолокационных ловушек [1–3].

Радиолокационная заметность объекта для СШП РЛС характеризуется его энергетической эффективной площадью рассеяния (ЭПР), представляющей собой распределение соотношения энергии отраженного поля в дальней зоне [4] к потоку энергии зондирующего излучения в месте его расположения в полосе частот [3].

В предлагаемой работе с использованием аппарата интегральных уравнений (ИУ) с пространственно-временными дифференциальными операторами второго порядка проведен расчет энергетической ЭПР идеально проводящего цилиндра с бесконечно тонкими стенками, облучаемого радиоимпульсом с прямоугольной огибающей. В рамках выбранного подхода обеспечивается учет нестационарного характера возбуждения и переходных процессов при формировании распределения поверхностных токов объекта [5].

Цель работы – исследование зависимостей энергетической ЭПР цилиндра от его электрических размеров и частотно-временных параметров облучающего радиоимпульса.

Для постановки задачи рассеяния радиоимпульсов на идеально проводящем цилиндре используем цилиндрическую систему координат (ρ, φ, z) , для определения его поля – сферическую систему координат (r, θ, φ) , в которой угол θ отсчитывается от оси Oz .

Интегральные уравнения для поверхностных токов идеально проводящего цилиндра, облучаемого радиоимпульсом с прямоугольной огибающей. Будем полагать, что центральная продольная ось цилиндра расположена вдоль оси Oz , радиус его поперечного сечения обозначим a , длину h . Облучающий радиоимпульс имеет E -поляризацию, направление ее прихода в вертикальной и горизонтальной плоскостях определяется углами θ_0 и $\varphi_0 = 0$ соответственно.

Вследствие инвариантности отражательных свойств цилиндра к повороту вокруг центральной продольной оси его векторный потенциал в каждый момент времени t содержит продольную и азимутальную составляющие [6]:

$$A_{\varphi}(z, \varphi, t) = \frac{\mu_0 a}{4\pi} \int_{-h/2}^{h/2} \int_0^{2\pi} j_{\varphi} \left(z', \varphi', t - \frac{\Delta R}{c} \right) \cos(\varphi - \varphi') G(z, z', \varphi, \varphi') d\varphi' dz', \quad (1)$$

$$A_z(z, \varphi, t) = \frac{\mu_0 a}{4\pi} \int_{-h/2}^{h/2} \int_0^{2\pi} j_z \left(z', \varphi', t - \frac{\Delta R}{c} \right) G(z, z', \varphi, \varphi') d\varphi' dz',$$

где

$$G(z, z', \varphi, \varphi') = \Delta R^{-1}, \quad (2)$$



– функция точечного источника [7], $j_{z[\varphi]}(z, \varphi, t)$ – компоненты вектора плотности поверхностного тока, удовлетворяющие начальным $j_{z[\varphi]}(z, \varphi, t \leq 0) = 0$ и граничным $j_{z[\varphi]}(z = \pm h/2, \varphi, t) = 0$ условиям [8, 9], $\Delta R = \sqrt{(z - z')^2 + 4a^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi - \varphi'}{2} \right)}$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Используя условие непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля на поверхности цилиндра и калибровку Лоренца [7], получим систему уравнений для (1) как проекции векторного волнового уравнения [6, 7] на оси цилиндрической системы координат:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] A_z + \frac{1}{a} \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z \partial \varphi} = -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E_z^i(z, \varphi, t; \theta_0), \\ \frac{1}{a} \frac{\partial^2 A_z}{\partial z \partial \varphi} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial t^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial \varphi^2} = 0, \quad |z| \leq h/2, \end{cases} \quad (3)$$

где $E_z^i(z, \varphi, t; \theta_0)$ – тангенциальная составляющая облучающего импульса на поверхности цилиндра, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; аргументы функций (1) в (3) опущены для компактности записи.

Производная функции $E_z^i(z, \varphi, t; \theta_0)$ по времени в правой части первого уравнения системы (3) для прямоугольного радиоимпульса с амплитудой E_0 и начальной фазой ψ имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_z^i(z, \varphi, t; \theta_0) = & -\omega_0 E_0 \sin \left(\frac{\omega_0 z}{c} \cos \theta_0 \right) \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{a}{c} \cos \varphi \sin \theta_0 \right) + \psi \right] - \\ & -\omega_0 E_0 \cos \left(\frac{\omega_0 z}{c} \cos \theta_0 \right) \sin \left[\omega_0 \left(t - \frac{a}{c} \cos \varphi \sin \theta_0 \right) + \psi \right], \end{aligned} \quad (4)$$

c – скорость света.

Представим распределения $A_{z[\varphi]}(z, \varphi, t)$, $j_{z[\varphi]}(z, \varphi, t)$ и $G(z, z', \varphi, \varphi')$ комплексными рядами Фурье по координате φ :

$$A_z(z, \varphi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n(z, t) \exp(jn\varphi), \quad (5)$$

$$A_\varphi(z, \varphi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_n(z, t) \exp(jn\varphi),$$

$$j_{z[\varphi]}(z, \varphi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} j_{z[\varphi]n}(z, t) \exp(jn\varphi), \quad (6)$$

$$G(z, z', \varphi, \varphi') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n(z, z') \exp(jn\tilde{\varphi}), \quad \tilde{\varphi} = \varphi - \varphi', \quad (7)$$

где $\eta_n(z, t)$, $\xi_n(z, t)$ и $j_{z[\varphi]n}(z, t)$ – азимутальные гармоники компонентов векторного потенциала и плотности поверхностного тока, $S_n(z, z')$ – коэффициенты разложения функции точечного источника (2) в ряд Фурье [7].



Из (1), (2) с учетом (5) – (7) следует взаимосвязь азимутальных гармоник составляющих векторного потенциала и плотности поверхностного тока:

$$\begin{cases} \eta_n(z, t) \\ \xi_n(z, t) \end{cases} = \frac{\mu_0 a}{4\pi} \int_{-h/2}^{h/2} \begin{cases} j_{zn}(z, t) \\ j_{\varphi n}(z, t) \end{cases} S_n(z, z') dz' . \quad (8)$$

Выразим тригонометрические функции $\begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} \left[\omega_0 \left(t - \frac{a}{c} \cos \varphi \sin \theta_0 \right) + \psi \right]$ в (4) через комплексные экспоненты и разложим их в ряды Фурье-Бесселя [10]. Подставляя (4) – (8) в (3) и приравняв множители при комплексных экспонентах с одинаковыми аргументами, получим системы ИУ: для нечетных гармоник тока

$$\begin{cases} \int_{-h/2}^{h/2} \left[\frac{d^2}{dz^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \right] j_{z(2p-1)}(z', t) S_{(2p-1)}(z, z') dz' + \\ + j \frac{2p-1}{a} \frac{d}{dz} \int_{-h/2}^{h/2} j_{\varphi(2p-1)}(z', t) S_{(2p-1)}(z, z') dz' = \varepsilon_0 E_0 J_{(2p-1)} \left(\frac{\omega_0 a}{c} \right) F_{(2p-1)1}(z', t), \\ \\ j \frac{2p-1}{a} \frac{d}{dz} \int_{-h/2}^{h/2} j_{z(2p-1)}(z', t) S_{(2p-1)}(z, z') dz' + \\ + \left[\frac{(2p-1)^2}{a^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \right] \int_{-h/2}^{h/2} j_{\varphi(2p-1)}(z', t) S_{(2p-1)}(z, z') dz' = 0, \quad p=1, 2, 3, \dots, \end{cases} \quad (9)$$

для четных гармоник тока

$$\begin{cases} \int_{-h/2}^{h/2} \left[\frac{d^2}{dz^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \right] j_{z(2p)}(z', t) S_{(2p)}(z, z') dz' + \\ + j \frac{2p}{a} \frac{d}{dz} \int_{-h/2}^{h/2} j_{\varphi(2p)}(z', t) S_{(2p)}(z, z') dz' = \varepsilon_0 E_0 J_{(2p)} \left(\frac{\omega_0 a}{c} \right) F_{(2p)1}(z', t), \\ \\ j \frac{2p}{a} \frac{d}{dz} \int_{-h/2}^{h/2} j_{z(2p)}(z', t) S_{(2p)}(z, z') dz' + \\ + \left[\frac{(2p)^2}{a^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \right] \int_{-h/2}^{h/2} j_{\varphi(2p)}(z', t) S_{(2p)}(z, z') dz' = 0, \quad p=1, 2, 3, \dots, \end{cases} \quad (10)$$



где

$$F_{n1}(z, t) = \begin{cases} 4\pi \tilde{\varepsilon}_n (-1)^p \omega_0 \sin\left(\omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{c} \cos \theta_0 + \psi\right) J_n\left(\frac{\omega_0 a}{c} \sin \theta_0\right) & \text{при } n = 2p, \\ 8\pi (-1)^p \omega_0 \cos\left(\omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{c} \cos \theta_0 + \psi\right) J_n\left(\frac{\omega_0 a}{c} \sin \theta_0\right) & \text{при } n = 2p + 1, \end{cases} \quad (11)$$

$$\tilde{\varepsilon}_n = \begin{cases} 1 & \text{при } n = 0, \\ 2 & \text{при } n > 0 \end{cases} \quad - \text{ символ Неймана, } J_n(\dots) - \text{ функция Бесселя первого рода } n - \text{го порядка [10].}$$

Для нулевой гармоники тока уравнение (9) имеет вид:

$$\int_{-h/2}^{h/2} \left[\frac{d^2}{dz^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} \right] j_{z0}(z', t) S_0(z, z') dz' = \varepsilon_0 E_0 F_{01}(z, t). \quad (12)$$

Из (12) следует, что плотность поверхностного тока нулевой гармоники эквивалентна току $I_z(z, t) = 2\pi a j_{z0}(z, t)$ нитевидного источника ($a \rightarrow 0$), расположенного на центральной оси цилиндра. Преобразование (9) в (12), соответствующее ключевому переходу от пространственного (асимметричного вследствие наличия функций $j_{\varphi(2p)}(z, t)$ в подынтегральных выражениях) к осевому (симметричному, без азимутальных вариаций поверхностных токов), при замене порядкового номера гармоники $n = 2p > 0$ на $n = 0$ свидетельствует об адекватности разработанных моделей исследуемым процессам.

Расчет плотности поверхностных токов и анализ энергетической ЭПР идеально проводящего цилиндра. Системы ИУ (9), (10) относятся к классу некорректных по Адамару задач [11]; для гармоник $j_{z[\varphi]n}(z, t)$ токов в каждой точке определения функции (11) не существует в явном виде обратных финитных операторов систем (9) и (10). Поэтому для частичного обращения операторов ИУ распределение $j_{z[\varphi]n}(z, t)$ аппроксимируем последовательностями кусочно-постоянных функций.

Ядра ИУ (9), (10) содержат сингулярные и логарифмические особенности [7], выделяемые при совпадении координат точек интегрирования и наблюдения. При этом, как показано в [8], имеет место регуляризация задачи о возбуждении цилиндра, решение указанных уравнений является устойчивым, асимптотически эквивалентным искомому распределению токов и может быть найдено в виде последовательности конечной длины.

Согласно [5], для стабилизации разностных схем вычисления производных комплексные амплитуды токов, аппроксимирующих функции $j_{z[\varphi]n}(z, t)$, должны определяться в точках, смещенных по Oz и оси времени на половину интервала дискретизации, при условии, что $\Delta z = c \Delta t$ и $\Delta t = 0,05\pi/\omega_0$.

На основе расчетов токов с использованием аналитических выражений [6] найдены поляризационные компоненты рассеянного поля, по которым вычислена энергетическая ЭПР цилиндра $\tilde{D}(\theta) = D(\theta, \varphi = 0)$. Способ расчета энергетической ЭПР объекта $D(\theta, \varphi)$ приведен в [9].

Установлено, что при увеличении относительного радиуса цилиндра с $\frac{\omega a}{c} = 0,9$ до $\frac{\omega a}{c} = 2,5$ при $h/a = 2,6 \dots 3,2$ главный лепесток его энергетической ЭПР по уровню -20 дБ сужа-



ется в 2,7 раз. С увеличением относительной длины цилиндра свыше $h/a=3,2$ при $\frac{\omega a}{c}=0,63\dots 0,72$ максимум вторичного излучения смещается в область тени; при $\frac{\omega a}{c}=0,63$ и менее угловое распределение вторичного поля практически не имеет экстремумов.

На рис. 1 сплошными линиями приведены зависимости отношения энергетической ЭПР цилиндра $\tilde{D} = \tilde{D}(\theta = \pi/2)$ с нормированным радиусом поперечного сечения $\frac{\omega_0 a}{c} = 0,3\pi$ и относительной длиной $h/a = 2,6 \dots 3,2$, к его ЭПР $\tilde{D}_{\omega 0} = D_{\omega 0}(\theta = \pi/2; \varphi = 0)$ при облучении плоской монохроматической волной с циклической частотой несущей от $\frac{\omega_0 \tau}{2\pi}$.

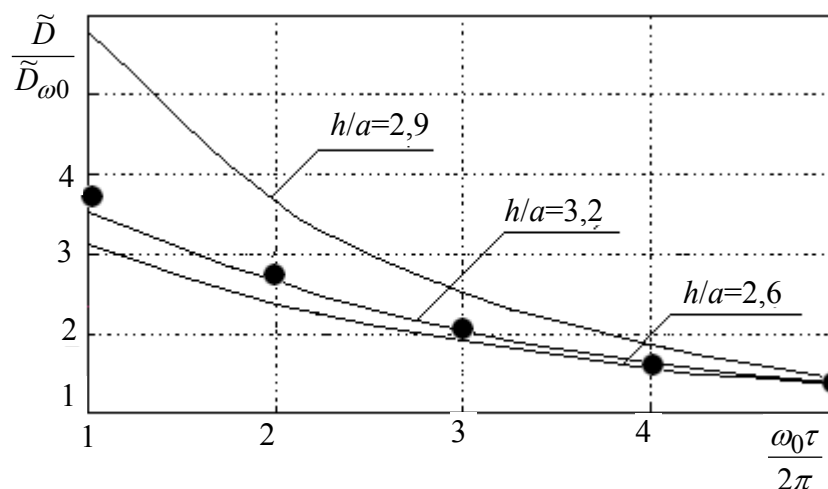


Рисунок 1 – Зависимости отношения энергетической ЭПР цилиндра \tilde{D} к его ЭПР $\tilde{D}_{\omega 0}$ на циклической частоте несущей от нормированной длительности облучающего радиоимпульса

Как следует из представленных результатов, при $\frac{\omega_0 \tau}{2\pi} = 5$ и $h/a = 3,2$ отношение $\frac{\tilde{D}}{\tilde{D}_{\omega 0}} = 1,41$; с уменьшением длительности сигнала в 2,5 раз оно возрастает до 3,13. По мере увеличения длительности возбуждающего воздействия возрастание $\frac{\tilde{D}}{\tilde{D}_{\omega 0}}$ замедляется. При уменьшении h/a до 2,6 эта величина отклоняется от указанных значений как в сторону возрастания (при $h/a = 2,9$), так и в сторону снижения (при $h/a = 2,6$) на 10...15%. Отмеченная тенденция обусловлена тем, что при изменении h/a в пределах от 2,6 до 2,9, где сосредоточены экстремумы распределения тока на частоте несущей [8, 9], ЭПР объекта при монохроматическом возбуждении возрастает быстрее, чем энергетическая ЭПР при облучении радиоимпульсом, а на интервале $h/a = 2,9 \dots 3,2$ наблюдается обратная тенденция.

В интересах оценки точности решения и достижимого снижения вычислительных затрат при использовании пространственно-временных ИУ (9), (10) и (12) по сравнению со спектральным подходом проведено сравнение результатов, представленных на рис. 1, с отношением $\frac{\tilde{D}}{\tilde{D}_{\omega 0}}$, найденным на основе решения ИУ для гармоник токов в частотной области [9].



Значения $\frac{\tilde{D}}{\tilde{D}_{\omega 0}}$, найденные по результатам решения системы ИУ в частотной области [9], приведены на рис. 1 точками. Можно отметить их качественное совпадение с зависимостями, представленными сплошными линиями, при $\omega_0 \tau \geq 6\pi$.

При этом для прямоугольных радиоимпульсов с нормированной длительностью $\frac{\omega_0 \tau}{2\pi} = 2,5 \dots 4$, которые при $\frac{\omega_0 \tau}{2\pi} = 0,3\pi$ и $h/a = 2,6 \dots 3,2$ принадлежат к импульсам сверхкороткой длительности [4], время решения ИУ (9), (10), (12) уменьшается в 6,3...8,2 раз по сравнению с величиной, необходимой для численного обращения оператора системы уравнений, полученных на множестве циклических частот.

Выводы. Таким образом, с использованием аппроксимации плотности поверхностных токов рядами Фурье с весовыми коэффициентами в виде пространственно-временного распределения азимутальных гармоник построена модель рассеяния радиоимпульса с прямоугольной огибающей на идеально проводящем цилиндре. Для расчета азимутальных гармоник токов цилиндра получены системы ИУ с дифференциальными операторами второго порядка и возбуждающими функциями, являющимися весовыми коэффициентами разложения облучающих сигналов в комплексные ряды Фурье-Бесселя. По результатам численного решения полученных уравнений, найденного в виде комплексных амплитуд гармоник плотности поверхностных токов в точках дискретизации образующей цилиндра в последовательные моменты времени, проведен анализ его энергетической ЭПР. Исследованы зависимости потока вторичного поля цилиндра от частотно-временных параметров радиоимпульсов; выявлены электрические размеры цилиндра, при которых энергетическая ЭПР превосходит ЭПР, характеризующую отражение монохроматической волны на циклической частоте несущей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ширман Я.Д., Потелешенко В.П., Сачук И.И., Орленко В.М. Использование широкополосных зондирующих сигналов в задаче наведения зенитных управляемых ракет // Сборник трудов Харьковского университета Воздушных Сил имени И. Кожедуба, 2008. № 2(17). С. 55–60.
2. Разиньков С.Н., Никитин О.Г. Основные направления развития и базовые технологии создания средств радиолокационной разведки со сверхширокополосными сигналами // Военная мысль, 2018. № 7. С. 24–31.
3. Лаговский Б.А. Обнаружение малозаметных радиолокационных целей // Антенны, 2007. № 1(116). С. 55–60.
4. Авдеев В.Б. Энергетические характеристики направленности антенн и антенных систем при излучении и приеме сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов // Антенны, 2002. № 7(62). С. 5–26.
5. Стрижков В.А. Моделирование переходных электромагнитных процессов в вибраторных антенных решетках // Антенны, 2006. № 11(114). С. 50–55.
6. Самсонов А.В. Макроскопическая электродинамика. Вопросы пространственно-временных преобразований. М.: Радиотехника, 2006. 64 с.
7. Неганов В.А., Осипов О.В., Раевский С.Б., Яровой Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн / Под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. М.: Радио и связь, 2005. 648 с.
8. Разиньков С.Н. Электродинамические модели широкополосных осесимметричных элементов и дискретных структур: дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Воронеж: ВГУ, 2005. 384 с.
9. Широкополосные и сверхширокополосные сигналы и системы / Под ред. А.Ю. Гринева. М.: Радиотехника, 2009. 168 с.



10. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров / Пер. с франц. // Под ред. К.С. Шифрина. М.: Наука, 1965. 780 с.
11. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1986. 288 с.

REFERENCES

1. SHirman YA.D., Poteleshhenko V.P., Sachuk I.I., Orlenko V.M. Ispol'zovanie shirokopolosnyh zondiruyushhih signalov v zadache navedeniya zenitnyh upravlyaemyh raket // Sbornik trudov Har'kovskogo universiteta Vozdushnyh Sil imeni I. Kozheduba, 2008. № 2(17). P. 55–60. (in Russian).
2. Razin'kov S.N., Nikitin O.G. Osnovnye napravleniya razvitiya i bazovye tekhnologii sozdaniya sredstv radiolokatsionnoy razvedki so sverhshirokopolosnymi signalami // Voennaya mysl', 2018. № 7. P. 24–31. (in Russian).
3. Lagovskiy B.A. Obnaruzhenie malozametnyh radiolokatsionnyh tseley // Antenny, 2007. № 1(116). P. 55–60. (in Russian).
4. Avdeev V.B. EHnergeticheskie harakteristiki napravlenosti antenn i antennykh sistem pri izluchении i prieme sverhshirokopolosnyh signalov i sverhkorotkiykh impul'sov // Antenny, 2002. № 7(62). P. 5–26. (in Russian).
5. Strizhkov V.A. Modelirovanie perekhodnykh ehlektromagnitnykh protsessov v vibratornykh antennykh reshetkah // Antenny, 2006. № 11(114). P. 50–55. (in Russian).
6. Samsonov A.V. Makroskopicheskaya ehlektrodinamika. Voprosy prostranstvenno-vremennykh preobrazovaniy. M.: Radiotekhnika, 2006. 64 p. (in Russian).
7. Neganov V.A., Osipov O.V., Raevskiy S.B., Yarovoy G.P. EHlektrodinamika i rasprostraneniye radiovoln / Pod red. V.A. Neganova. i S.B. Raevskogo. M.: Radio i svyaz', 2005. 648 p. (in Russian).
8. Razin'kov S.N. EHlektrodinamicheskie modeli shirokopolosnykh osesimmetrichnykh ehlementov i diskretnykh struktur: diss. ... d-ra fiz.-mat. nauk. Voronezh: VGU, 2005. 384 p. (in Russian).
9. SHirokopolosnye i sverhshirokopolosnye signaly i sistemy / Pod red. A.YU. Grineva. M.: Radiotekhnika, 2009. 168 p. (in Russian).
10. Anjo A. Matematika dlya ehlektro- i radioinzhenerov / Per. s frants. // Pod red. K.S. SHifrina. M.: Nauka, 1965. 780 p. (in Russian).
11. Tihonov A.N., Arsenin V.YA. Metody resheniya nekorrektnykh zadach. M.: Nauka. 1986. 288 p. (in Russian).

© Разиньков С.Н., Разинькова О.Э., 2018

Разиньков Сергей Николаевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник Научно-исследовательского испытательного института (радиоэлектронной борьбы) Военного учебно-научного центра Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж), Россия, 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54А, razinkovsergey@rambler.ru.

Разинькова Ольга Эдуардовна, кандидат технических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского испытательного института (радиоэлектронной борьбы) Военного учебно-научного центра Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж), Россия, 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54А, razinkova-olga@rambler.ru.