

Рассеяние радиоимпульсов на разомкнутом тонком кольце с перпендикулярными его плоскости отрезками на краях разрыва

С.Н. Разиньков, О.Э. Разинькова

ВУНЦ ВВС «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина»
394064, Российская Федерация, г. Воронеж
ул. Старых Большевиков, 54а

На основе численного решения интегро-дифференциальных уравнений с пространственно-временными операторами для эквивалентных осевых распределений токов и зарядов проведен анализ вторичного излучения радиоимпульсов зеркально-асимметричным элементом в виде разомкнутого кольца с перпендикулярными его плоскости отрезками на краях разрыва. Исследовано влияние аналитических свойств огибающих и частотно-временных параметров облучающих сигналов на энергетическую диаграмму рассеяния объекта.

Ключевые слова: зеркально-асимметричный элемент, радиоимпульс, интегро-дифференциальное уравнение с пространственно-временным оператором, энергетическая диаграмма рассеяния объекта.

Токопроводящие зеркально-асимметричные элементы в виде разомкнутых колец с присоединенными к краям разрывов параллельными отрезками являются базовыми компонентами искусственных метаматериалов с анизотропными отражательными свойствами [1; 2]. Среда, в которую внедрены периодические структуры из указанных элементов, характеризуется отрицательным коэффициентом преломления вследствие одновременно отрицательных значений ее диэлектрической и магнитной проницаемости [2; 3].

В [1] с использованием сингулярных интегральных уравнений относительно азимутального распределения плотности поверхностного тока кольца и эквивалентных токов присоединенных отрезков в квазистатическом приближении [4] решена самосогласованная задача [4] дифракции плоской монохроматической электромагнитной волны на зеркально-асимметричных элементах. Показано, что при расположении присоединенных отрезков перпендикулярно плоскости кольца смена направления прихода облучающей волны приводит к изменению уровня вторичного излучения при практически инвариантной диаграмме рассеяния (ДР) элемента.

В предлагаемой работе на основе численного решения интегро-дифференциальных уравнений (ИДУ) с пространственно-временными операторами относительно эквивалентного осевого распределения тока и заряда [5] путем последо-

вательного продвижения по времени [6] проведен расчет энергетической ДР [7] разомкнутого тонкого кольца с перпендикулярными его плоскости отрезками на краях разрыва, возбуждаемого радиоимпульсами с прямоугольной и гауссовской огибающими. Эти исследования представляют интерес для создания диапазонных метаматериалов [8] и оценки эффективности их применения для защиты объектов от средств радиолокационной разведки с широкополосными и сверхширокополосными сигналами [9; 10].

Цель работы – анализ влияния аналитических свойств огибающих и частотно-временных параметров облучающих радиоимпульсов на энергетическую ДР элемента.

Для получения ИДУ относительно токов и зарядов исследуемого объекта введем цилиндрическую систему координат (ρ, φ, z) , а для расчета его поля и энергетической ДР – сферическую систему координат (r, φ, θ) , центры которых совмещены.

Будем полагать, что рассеиватель выполнен из идеально проводящего материала. Радиус кольца, определяемый как расстояние от его центра до центральной продольной оси проводника, обозначим R_0 , длину каждого присоединенного отрезка l_0 , радиус трубки a_0 , угловую ширину разрыва 2Δ , подразумевая, что a_0 значительно меньше R_0 , l_0 и пространственной длительности облучающего радиоимпульса, $\Delta < \pi$.

Кольцо расположено в плоскости $z = 0$ цилиндрической системы координат, ось Oz проходит через его центр, края разрыва поверхности равноудалены от направления $\varphi = 0$. Отрезки, присоединенные к кольцу в точках с азимутальными координатами $\varphi = (-1)^k \Delta$, $k = 1, 2$, параллельны оси Oz и занимают нижнюю (при $k = 1$) и верхнюю (при $k = 2$) относительно плоскости $z = 0$ части полупространства; их свободные концы принадлежат плоскостям $z = (-1)^k l_0$, $k = 1, 2$.

Пространственный фронт облучающего радиоимпульса является плоским; вектор электрического поля лежит в плоскости, проходящей через вектор направления на источник сигнала φ_0 и ось, ортогональную Oz .

При длительности радиоимпульса $\tau \gg a_0/c$, где c – скорость света, поверхностному току кольца в каждый момент времени t сопоставим эквивалентный ток $\dot{I}_0(\varphi, t)$ на элементарном участке окружности радиуса R_0 , поверхностный заряд будем характеризовать распределением $\dot{q}_0(\varphi, t)$ в секторе углов $\varphi \in [-\Delta; \Delta]$. Поверхностные токи отрезков представим эквивалентными осевыми токами $\tilde{I}_k(z, t)$, $k = 1, 2$, удовлетворяющими граничным условиям $\tilde{I}_k((-1)^k l_0, t) = 0$, а заряды – удельными плотностями $\tilde{q}_k(z, t)$, $k = 1, 2$. Амплитуды реальных и эквивалентных токов и зарядов, как показано в [6], отличаются на малую величину порядка $O(a_0^2)$; смещением их зависимостей от времени на $\Delta\tau_0 = a_0/c$ можно пренебречь, поскольку $\Delta\tau_0 \ll \tau$.

Энергетическая ДР объекта определяется выражением [7]

$$D(\varphi; \varphi_0) = \frac{\chi(\varphi; \varphi_0)}{\max_{\varphi} \chi(\varphi; \varphi_0)}, \quad (1)$$

где

$$\chi(\varphi; \varphi_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_t(\varphi, t; \varphi_0) dt \quad (2)$$

– угловая зависимость плотности потока энергии отраженного поля,

$$\tilde{\chi}_t(\varphi, t; \varphi_0) = \frac{4\pi}{W_0} \lim_{r \rightarrow \infty} r^2 |\dot{E}(r, \varphi, t; \varphi_0)|^2 \quad (3)$$

– угло-временное распределение плотности потока рассеиваемой в пространстве энергии, $|\dot{E}(r, \varphi, t; \varphi_0)|^2$ – квадрат модуля текущего значения амплитуды рассеянного поля, вычисляемый как сумма квадратов текущих значений азимутальной $\dot{E}_{\varphi}(r, \varphi, t; \varphi_0)$ и меридиональной $\dot{E}_{\theta}(r, \varphi, t; \varphi_0)$ составляющих вторичного излучения в дальней зоне элемента [4; 11], W_0 – вол-

новое сопротивление свободного пространства. Выражения для расчета поляризационных компонентов рассеянного поля по распределению токов объекта приведены в [11].

Тангенциальная составляющая электрического поля облучающего прямоугольного радиоимпульса на поверхности рассеивателя имеет вид

$$E_{tg}^{(i)}(z, \varphi, t; \varphi_0) = \begin{cases} E_0 \cos \left(\omega_0 \left(t - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{c} \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2} \right) + z^2} \right) + \Psi_0 \right), & (4) \\ -\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}; \\ 0, & t < -\frac{\tau}{2}, t > \frac{\tau}{2}, \end{cases}$$

где E_0 , ω_0 и Ψ_0 – амплитуда, циклическая частота несущей и начальная фаза импульса; для радиоимпульса с гауссовской огибающей ее величина определяется выражением

$$E_{tg}^{(i)}(z, \varphi, t; \varphi_0) = E_0 \exp \left(\frac{1}{2\tau^2} \left(t - \frac{1}{c} \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2} \right) + z^2} \right)^2 \right) \times (5) \\ \times \cos \left(\omega_0 \left(t - \frac{1}{c} \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2} \right) + z^2} \right) + \Psi_0 \right).$$

Используя определение векторного и скалярного потенциалов [11], напряженности электрического поля тонких трубчатых объектов [5; 6] с учетом калибровки Лоренца [4; 11] для их электродинамических потенциалов, запишем систему ИДУ с пространственно-временными операторами для $\dot{I}_0(\varphi, t)$, $\dot{q}_0(\varphi, t)$ и $\tilde{I}_k(z, t)$, $\tilde{q}_k(z, t)$, $k = 1, 2$:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{00}(\varphi, t) + \sum_{k=1}^2 Q_{0k}(\varphi, t) = \bar{E}_0(\varphi, t); \\ P_{00}(\varphi, t) + \sum_{n=0}^2 V_{0n}(\varphi, t) = 0; \quad \varphi \in [-\Delta; \Delta]; \\ G_{10}(z, t) + \sum_{k=1}^2 Q_{1k}(z, t) = \bar{E}_1(z, t); \\ P_{10}(z, t) + \sum_{n=0}^2 V_{1n}(z, t) = 0; \quad z \in [-l_0; 0]; \\ G_{20}(z, t) + \sum_{k=1}^2 Q_{2k}(z, t) = \bar{E}_2(z, t); \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left[P_{20}(z, t) + \sum_{n=0}^2 V_{2n}(z, t) = 0; \quad z \in [0; l_0], \right.$$

где

$$G_{00}(\varphi, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{I}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{00}}{c}\right)}{\Delta R_{00}} d\varphi' +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{q}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{00}}{c}\right)}{\Delta R_{00}} d\varphi', \quad (7)$$

– тангенциальная составляющая электрического поля кольца, создаваемого его токами и зарядами,

$$G_{s0}(z, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{I}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{s0}}{c}\right)}{\Delta R_{s0}} d\varphi' +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{q}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{s0}}{c}\right)}{\Delta R_{s0}} d\varphi', \quad s = 1, 2, \quad (8)$$

– тангенциальные составляющие электрического поля отрезков, создаваемого токами и зарядами кольца,

$$Q_{0k}(\varphi, t) =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{I}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{0k}}{c}\right)}{\Delta R_{0k}} dz' +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{q}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{0k}}{c}\right)}{\Delta R_{0k}} dz', \quad (9)$$

$k = 1, 2$

– тангенциальная составляющая электрического поля кольца, создаваемого токами и зарядами отрезков,

$$Q_{sk}(z, t) =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{I}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{sk}}{c}\right)}{\Delta R_{sk}} dz' +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{q}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{sk}}{c}\right)}{\Delta R_{sk}} dz', \quad (10)$$

$s = 1, 2, \quad k = 1, 2$

– тангенциальная составляющая электрического поля отрезков, создаваемого их токами и зарядами,

$$P_{00}(\varphi, t) = \frac{\partial}{R_0 \partial \varphi} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{I}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{00}}{c}\right)}{\Delta R_{00}} d\varphi' +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{q}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{00}}{c}\right)}{\Delta R_{00}} d\varphi', \quad (11)$$

$$P_{s0}(z, t) = \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{I}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{s0}}{c}\right)}{\Delta R_{s0}} d\varphi' +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\Delta}^{\Delta} \frac{\dot{q}_0\left(\varphi', t - \frac{\Delta R_{s0}}{c}\right)}{\Delta R_{s0}} d\varphi', \quad s = 1, 2 \quad (12)$$

– слагаемые выражения для калибровки Лоренца [4; 11] электродинамических потенциалов разомкнутого кольца и s -го присоединенного отрезка ($s = 1, 2$), создаваемых их токами и зарядами,

$$V_{0k}(\varphi, t) =$$

$$= \frac{\partial}{R_0 \partial \varphi} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{I}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{0k}}{c}\right)}{\Delta R_{0k}} dz' +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{q}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{0k}}{c}\right)}{\Delta R_{0k}} dz', \quad (13)$$

$k = 1, 2,$

$$V_{sk}(z, t) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{I}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{sk}}{c}\right)}{\Delta R_{sk}} dz' +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2}} \frac{\tilde{q}_k\left(z', t - \frac{\Delta R_{sk}}{c}\right)}{\Delta R_{sk}} dz', \quad (14)$$

$s = 1, 2, \quad k = 1, 2$

– слагаемые выражения для калибровки Лоренца электродинамических потенциалов зеркально-асимметричного элемента, учитывающие электромагнитное взаимодействие [10] кольца и присоединенных к краям его разрыва отрезков,

$$\bar{E}_0(\varphi, t) = E_{tg}^{(i)}(0, \varphi, t; \varphi_0),$$

$$\bar{E}_k(z, t) = E_{tg}^{(i)}\left(z, (-1)^k \Delta, t; \varphi_0\right), \quad (15)$$

$$k = 1, 2$$

– касательные возбуждающего поля на поверхности кольца и отрезков,

$$\begin{aligned}\Delta R_{00} &= \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi - \varphi'}{2} \right) + a_0^2}, \\ \Delta R_{s0} &= \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi' + (-1)^{s+1} \Delta}{2} \right) + z^2}, \\ s &= 1, 2, \\ \Delta R_{0k} &= \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \left(\frac{\varphi + (-1)^{k+1} \Delta}{2} \right) + (z')^2}, \\ k &= 1, 2, \\ \Delta R_{ss} &= \sqrt{(z - z')^2 + a_0^2}, \quad s = 1, 2, \\ \Delta R_{sk} &= \sqrt{4R_0^2 \sin^2 \Delta + (z - z')^2}, \\ s &= 1, 2, \quad k = 1, 2, \quad s \neq k\end{aligned}\quad (16)$$

– расстояния между точками интегрирования на осевой линии и точками наблюдения на поверхности элемента в (7) – (15), ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

Для численного решения системы ИДУ (6) применим метод Гаусса [12] при последовательном продвижении по времени [5; 6] с аппроксимацией зависимостей $\dot{I}_0(\varphi, t)$ и $\dot{q}_0(\varphi, t)$ производением кусочно-постоянных функций

$$f_n(\varphi) = \begin{cases} 1 & \text{при } \varphi \in n \Delta\varphi, \\ 0 & \text{при } \varphi \notin n \Delta\varphi, \end{cases} \quad (17)$$

$n = 1 \dots N_0$,

где $\Delta\varphi$ – интервал дискретизации поверхности кольца, и

$$\gamma_m(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t \in m \Delta t, \\ 0 & \text{при } t \notin m \Delta t, \end{cases} \quad (18)$$

$m = 1 \dots M$,

где Δt – шаг по времени с весовыми коэффициентами α_{nm} и β_{nm} , $n = 1 \dots N_0$, $m = 1 \dots M$ соответственно; распределение $\tilde{I}_k(z, t)$ и $\tilde{q}_k(z, t)$, $k = 1, 2$, разложим по базису функций

$$f_n^{(k)}(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \in n \Delta z, \\ 0 & \text{при } z \notin n \Delta z, \end{cases} \quad (19)$$

$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N$,

где Δz – интервал дискретизации присоединенных отрезков и (18) с весовыми коэффициентами $\tilde{\alpha}_{nm}^{(k)}$ и $\tilde{\beta}_{nm}^{(k)}$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$. Частные производные искомым токов и зарядов в (6) по φ и t вычисляются с использованием разностных схем [5; 6].

В результате система ИДУ (6) преобразуется в систему $2(N_0 + 2N)$ линейных алгебраических уравнений для m -го шага по времени, $m = 1 \dots M$,

$$\left\{ \begin{aligned} & \alpha_{pm} \tilde{\Lambda}(0) + \tilde{X}_{pm}^{(00)} + \tilde{Y}_{pm}^{(00)} + \\ & + \sum_{k=1}^2 \left[\tilde{X}_{pm}^{(0k)} + \tilde{Y}_{pm}^{(0k)} \right] = \gamma_{pm}^{(0)}, \\ & \frac{\alpha_{pm} \tilde{\Theta}(0) + \tilde{X}_{pm}^{(00)}}{R_0 \Delta\varphi} + \frac{\tilde{Y}_{pm}^{(00)}}{\Delta t} + \\ & + \sum_{k=1}^2 \left[\tilde{X}_{pm}^{(0k)} + \tilde{Y}_{pm}^{(0k)} \right] = 0, \\ & p = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M, \\ & \tilde{X}_{gm}^{(q0)} + \tilde{Y}_{gm}^{(q0)} + \\ & + \sum_{k=1}^2 \left[\tilde{\alpha}_{gm}^{(k)} \ddot{\tilde{\Lambda}}^{(qk)}(0) + \tilde{X}_{gm}^{(qk)} + \tilde{Y}_{gm}^{(qk)} \right] = \gamma_{gm}^{(q)}, \\ & \tilde{X}_{gm}^{(q0)} + \tilde{Y}_{gm}^{(q0)} + \\ & + \sum_{k=1}^2 \left[\frac{\tilde{\alpha}_{gm}^{(k)} \ddot{\tilde{\Theta}}^{(qk)}(0) + \tilde{X}_{gm}^{(qk)}}{\Delta z} + \frac{\tilde{Y}_{gm}^{(qk)}}{\Delta t} \right] = 0, \\ & q = 1, 2, \quad g = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M, \end{aligned} \right. \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{X}_{nm}^{(00)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-|n-j|>0}}^{N_0} \alpha_{j, m-|n-j|} \tilde{\Lambda}(|n-j|) - \\ & - \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N_0} \alpha_{j, m-1-|n-j|} \tilde{\Lambda}(|n-j|), \end{aligned} \quad (21)$$

$$n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_{nm}^{(00)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n+1-j|>0}}^{N_0-1} \beta_{j, m-1-|n+1-j|} \tilde{\Omega}(|n+1-j|) - \\ & - \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N_0-1} \beta_{j, m-1-|n-j|} \tilde{\Omega}(|n-j|), \end{aligned} \quad (22)$$

$$n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

– выражения для расчета тангенциальной составляющей вторичного электрического поля кольца (7) в N_0 точках поверхности для M отсчетов по времени по дискретным значениям α_{nm} и β_{nm} , $n = 1 \dots N_0$, $m = 1 \dots M$,

$$\tilde{X}_{nm}^{(0k)} = \frac{\mu_0}{4\pi \Delta t} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^N \tilde{\alpha}_{gj}^{(k)} \left[\Gamma_{gnjm}^{(k)+} - \Gamma_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (23)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\dot{Y}_{nm}^{(0k)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0 \Delta\varphi} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^N \tilde{\beta}_{gj}^{(k)} \left[U_{gnjm}^{(k)+} - U_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (24)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M$$

– выражения для расчета тангенциальной составляющей вторичного электрического поля кольца (9), наведенного токами и зарядами k -го отрезка, $k = 1, 2$, в N_0 точках поверхности в M моментов по времени,

$$\begin{aligned} \bar{X}_{nm}^{(00)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n+1-j|>0}}^{N_0-1} \alpha_{j, m-1-|n+1-j|} \tilde{\Theta}(|n+1-j|) - \\ &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N_0-1} \alpha_{j, m-1-|n-j|} \tilde{\Theta}(|n-j|), \end{aligned} \quad (25)$$

$$n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\begin{aligned} \bar{Y}_{nm}^{(00)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N_0} \beta_{j, m-1-|n-j|} \tilde{\Theta}(|n-j|) - \\ &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N_0} \beta_{j, m-1-|n-j|} \tilde{\Theta}(|n-j|), \end{aligned} \quad (26)$$

$$n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M$$

– квадратурные суммы подынтегральных выражений [12] в (11), получаемые при замене эквивалентного тока на элементарном участке и заряда кольца множеством значений α_{nm} и β_{nm} , $n = 1 \dots N_0$, $m = 1 \dots M$,

$$\bar{X}_{nm}^{(0k)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0 \Delta\varphi} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^N \tilde{\alpha}_{gj}^{(k)} \left[\Gamma_{gnjm}^{(k)+} - \Gamma_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (27)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\bar{Y}_{nm}^{(0k)} = \frac{\mu_0}{4\pi \Delta t} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^N \tilde{\beta}_{gj}^{(k)} \left[U_{gnjm}^{(k)+} - U_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (28)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M$$

– представление (13) при замене эквивалентного тока и удельной плотности заряда k -го отрезка, $k = 1, 2$, множеством значений $\tilde{\alpha}_{nm}^{(k)}$ и $\tilde{\beta}_{nm}^{(k)}$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$,

$$\bar{X}_{nm}^{(k0)} = \frac{\mu_0}{4\pi \Delta t} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^{N_0} \alpha_{gj} \left[L_{gnjm}^{(k)+} - L_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (29)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\bar{Y}_{nm}^{(k0)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0 \Delta\varphi} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^{N_0} \beta_{gj} \left[H_{gnjm}^{(k)+} - H_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (30)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M$$

– выражения для расчета тангенциальной составляющей вторичного электрического поля k -го отрезка (8), создаваемого токами и зарядами кольца, в N точках поверхности для M отсчетов по времени по α_{nm} и β_{nm} , $k = 1, 2$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$,

$$\begin{aligned} \ddot{X}_{nm}^{(qk)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^N \tilde{\alpha}_{j, m-1-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Lambda}^{(qk)}(|n-j|) - \\ &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^N \tilde{\alpha}_{j, m-1-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Lambda}^{(qk)}(|n-j|), \end{aligned} \quad (31)$$

$$q, k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\begin{aligned} \ddot{Y}_{nm}^{(qk)} &= \\ &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n+1-j|>0}}^{N-1} \tilde{\beta}_{j, m-1-|n+1-j|}^{(k)} \ddot{\Omega}^{(qk)}(|n+1-j|) - \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^{N-1} \tilde{\beta}_{j, m-1-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Omega}^{(qk)}(|n-j|), \\ q, k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M \end{aligned}$$

– выражения для расчета тангенциальной составляющей вторичного электрического поля k -го отрезка (10) при замене их эквивалентных токов и удельной плотности зарядов множеством значений $\tilde{\alpha}_{nm}^{(k)}$ и $\tilde{\beta}_{nm}^{(k)}$, $k = 1, 2$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$,

$$\hat{X}_{nm}^{(k0)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_0 \Delta\varphi} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^{N_0} \alpha_{gj} \left[L_{gnjm}^{(k)+} - L_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (33)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M,$$

$$\hat{Y}_{nm}^{(k0)} = \frac{\mu_0}{4\pi \Delta t} \sum_{g=1}^M \sum_{j=1}^{N_0} \beta_{gj} \left[H_{gnjm}^{(k)+} - H_{gnjm}^{(k)-} \right], \quad (34)$$

$$k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M$$

– вид (12) при представлении эквивалентного тока на элементарном участке и заряда кольца дискретными значениями α_{nm} и β_{nm} , $n = 1 \dots N_0$, $m = 1 \dots M$,

$$\begin{aligned} X_{nm}^{(qk)} &= \\ &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n+1-j|>0}}^N \tilde{\alpha}_{j, m-1-|n+1-j|}^{(k)} \ddot{\Theta}^{(qk)}(|n+1-j|) - \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^N \tilde{\alpha}_{j, m-1-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|), \\ q, k = 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ddot{Y}_{nm}^{(qk)} &= \sum_{\substack{j=1, \\ m-|n-j|>0}}^N \tilde{\beta}_{j,m-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|) - \\ &- \sum_{\substack{j=1, \\ m-1-|n-j|>0}}^N \tilde{\beta}_{j,m-1-|n-j|}^{(k)} \ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|), \quad (36) \\ q, k &= 1, 2, \quad n = 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M \end{aligned}$$

– выражения для вычисления интегралов в (14) при замене эквивалентного тока и удельной плотности заряда k -го отрезка дискретными значениями $\tilde{\alpha}_{nm}^{(k)}$ и $\tilde{\beta}_{nm}^{(k)}$, $k = 1, 2$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$,

$$\begin{aligned} \gamma_{nm}^{(0)} &= \bar{E}_0(n \Delta\varphi, m \Delta t), \quad (37) \\ n &= 1 \dots N_0, \quad m = 1 \dots M, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{nm}^{(k)} &= \bar{E}_k(n \Delta z, m \Delta t), \quad (38) \\ k &= 1, 2, \quad n = 1 \dots N, \quad m = 1 \dots M, \end{aligned}$$

– элементы вектор-столбца удельных эквивалентных потенциалов, определяемые значениями комплексной амплитуды возбуждающего поля (15) в N_0 точках на поверхности кольца и в N точках на поверхности k -го присоединенного отрезка, $k = 1, 2$, на m -м интервале времени, $m = 1 \dots M$,

$$\tilde{\Lambda}(|n-j|) = \frac{\mu_0 \tilde{\Theta}(|n-j|)}{4\pi \Delta t}, \quad n, j = 1 \dots N_0 \quad (39)$$

– элементы матрицы удельных импедансов элементарных участков кольца,

$$\tilde{\Omega}(|n-j|) = \frac{\tilde{\Theta}(|n-j|)}{4\pi \varepsilon_0 R_0 \Delta\varphi}, \quad n, j = 1 \dots N_0 \quad (40)$$

– элементы матрицы обращенных емкостей элементарных участков кольца,

$$\ddot{\Lambda}^{(qk)}(|n-j|) = \frac{\mu_0 \ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|)}{4\pi \Delta t}, \quad n, j = 1 \dots N \quad (41)$$

– элементы матрицы собственных (при $q = k$) и взаимных (при $q \neq k$) удельных импедансов присоединенных отрезков, $q, k = 1, 2$,

$$\ddot{\Omega}^{(qk)}(|n-j|) = \frac{\ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|)}{4\pi \varepsilon_0 \Delta z}, \quad n, j = 1 \dots N_0 \quad (42)$$

– элементы матрицы обращенных собственных (при $q = k$) и взаимных (при $q \neq k$) емкостей отрезков, $q, k = 1, 2$,

$$\begin{aligned} \Gamma_{gnjm}^{(k)\pm} &= \\ &= \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2} + (g-0,5)\Delta z}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2} + (g-0,5)\Delta z} \gamma_m[(j-m \pm 0,5) \Delta t - \\ &- \frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2} + (g-0,5)\Delta z] \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} &- \Delta R_{0k} \Big|_{\varphi=n\Delta\varphi / c} / \Delta R_{0k} \Big|_{\varphi=n\Delta\varphi} dz', \\ U_{gnjm}^{(k)\pm} &= \\ &= \int_{-\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2} + g\Delta z}^{\frac{l_0}{2} + (-1)^k \frac{l_0}{2} + (g-1)\Delta z} \gamma_m[(j-m-0,5) \Delta t - \\ &- \Delta R_{0k} \Big|_{\varphi=(n\pm 0,5)\Delta\varphi / c} / \Delta R_{0k} \Big|_{\varphi=(n\pm 0,5)\Delta\varphi} dz', \quad (44) \end{aligned}$$

$g = 1 \dots N$, $n = 1 \dots N_0$,
 $j, m = 1 \dots M$, $k = 1, 2$;

$$L_{gnjm}^{(k)\pm} = \int_{(g-0,5)\Delta\varphi}^{(g+0,5)\Delta\varphi} \gamma_m[(j-m \pm 0,5) \Delta t - \quad (45)$$

$$- \Delta R_{k0} \Big|_{z=n\Delta z / c} / \Delta R_{0k} \Big|_{z=n\Delta z} d\varphi',$$

$$\begin{aligned} H_{gnjm}^{(k)\pm} &= \int_{(g-1)\Delta\varphi}^{g\Delta\varphi} \gamma_m[(j-m-0,5) \Delta t - \\ &- \Delta R_{k0} \Big|_{z=(n\pm 0,5)\Delta z / c} / \Delta R_{0k} \Big|_{z=(n\pm 0,5)\Delta z} d\varphi', \quad (46) \end{aligned}$$

$g = 1 \dots N_0$, $n = 1 \dots N$,
 $j, m = 1 \dots M$, $k = 1, 2$

– вспомогательные функции для расчета взаимных удельных импедансов и обращенных емкостей кольца и k -го присоединенного отрезка, $k = 1, 2$,

$$\begin{aligned} \tilde{\Theta}(n-j) &= \frac{2}{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2}} \times \\ &\times \left[F \left(\arcsin \left(\frac{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2} \sin \tilde{\varphi}_{|n-j|}^+}{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2} \sin^2 \tilde{\varphi}_{|n-j|}^+} \right), \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{2R_0}{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2}} \right) \right] - \\ &- F \left(\arcsin \left(\frac{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2} \sin \tilde{\varphi}_{|n-j|}^-}{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2} \sin^2 \tilde{\varphi}_{|n-j|}^-} \right), \right. \\ &\left. \left. \frac{2R_0}{\sqrt{a_0^2 + 4R_0^2}} \right) \right], \quad (40) \end{aligned}$$

$$\tilde{\varphi}_{|n-j|}^{\pm} = (|n-j| \pm 0,5) \Delta\varphi$$

– вспомогательная функция для расчета удельных импедансов и обращенных емкостей элементарных участков кольца [13],

$$\ddot{\Theta}^{(qk)}(|n-j|) = \quad (41)$$

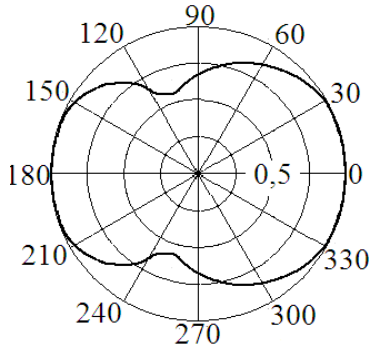


Рис. 1. Энергетическая ДР $D(\varphi; \varphi_0)$ элемента, облучаемого радиоимпульсом с прямоугольной огибающей с направления $\varphi_0 = 0$

$$= \ln \left[\frac{(|n-j|+0,5) + \sqrt{(|n-j|+0,5)^2 + (\xi_{qk}/\Delta z)^2}}{(|n-j|-0,5) + \sqrt{(|n-j|-0,5)^2 + (\xi_{qk}/\Delta z)^2}} \right]$$

– вспомогательная функция для расчета собственных (при $q = k$) и взаимных (при $q \neq k$) удельных импедансов и обращенных емкостей, присоединенных отрезков,

$$\xi_{qk} = \begin{cases} a_0 & \text{при } q = k, \\ R_0 \sin \Delta & \text{при } q \neq k, \end{cases} \quad (42)$$

$q, k = 1, 2$

– символьная переменная, $F(k, p)$ – эллиптический интеграл первого рода [12].

Для решения системы уравнений (20) шаг Δt определялся по теореме отсчетов В.А. Котельникова [14] для верхней границы эквивалентной полосы циклических частот [10] облучающего радиоимпульса; интервал дискретизации кольца по азимутальной координате удовлетворял соотношению $\Delta\varphi = c \Delta t / R_0$, а интервал дискретизации присоединенных отрезков – соотношению $\Delta z = c \Delta t$. Согласно [5; 6], при выбранных значениях Δt , Δz и $\Delta\varphi$ достигаются стабилизация разностных схем вычисления производных и сходимость последовательностей, аппроксимирующих распределение токов и зарядов рассеивающего элемента. Ввиду того, что эквивалентные токи $\tilde{I}_k(z, t)$, $k = 1, 2$, обращаются в нуль при $z = (-1)^k l_0$, $k = 1, 2$, коэффициенты $\tilde{\alpha}_{nm}^{(k)}$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$, рассчитывались в центральных точках интервалов Δz , а значения $\tilde{\beta}_{nm}^{(k)}$, $n = 1 \dots N$, $m = 1 \dots M$, – в точках, смещенных вдоль продольных осей присоединенных отрезков на $\Delta z/2$ и по оси времени на $\Delta t/2$. Весовые коэффициенты α_{nm} и β_{nm} , $n = 1 \dots N_0$, $m = 1 \dots M$, вычислялись при различии значений азимутальной координаты на $\Delta\varphi/2$ и смещении моментов времени на $\Delta t/2$ [13].

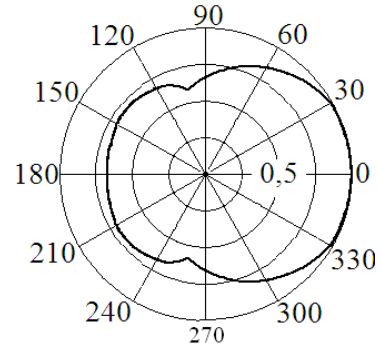


Рис. 2. Энергетическая ДР $D(\varphi; \varphi_0)$ элемента, облучаемого радиоимпульсом с гауссовской огибающей с направления $\varphi_0 = 0$

По найденному распределению эквивалентных токов и зарядов в соответствии с [11] вычислены асимптотические (при $r \rightarrow \infty$) значения поляризационных компонентов вторичного поля элемента $\vec{E}_\varphi[0](r, \varphi, t; \varphi_0)$ и путем последовательной подстановки полученных результатов в (3), (2) и (1) рассчитана его энергетическая ДР.

На рис. 1 приведена энергетическая ДР зеркально-асимметричного элемента с относительными размерами $l_0/R_0 = 0,85$, $a_0/R_0 = 0,01$ и $2\Delta = \pi/15$, облучаемого прямоугольным радиоимпульсом длительности $\tau = 6,25 R_0/c$ с циклической частотой $\omega_0 = 2\pi/\tau$ и начальной фазой $\psi_0 = 0$ с направления $\varphi_0 = 0$; на рис. 2 представлена энергетическая ДР элемента, возбуждаемого сигналом с гауссовской огибающей и указанными выше частотно-временными параметрами при $\varphi_0 = 0$.

Из полученных результатов следует, что по аналогии с монохроматическими процессами [1; 8] импульсные сигналы, переизлученные зеркально-асимметричным объектом, имеют анизотропное распределение в плоскости азимута. Угловое положение максимума энергетической ДР элемента, возбуждаемого прямоугольным радиоимпульсом с внешней стороны разрыва кольца, противоположно направлению на источник излучения. Плотность потока энергии сигнала, рассеянного в направлении $\varphi = \pi$, не превышает 25 % относительно значения для $\varphi = 0$. Уровень энергетической ДР элемента, облучаемого радиоимпульсом с гауссовской огибающей, эквивалентная длительность которого, как показано в [13], составляет $1,2 \dots 1,35\tau$, в направлении $\varphi = \pi$ ниже на 1,3 дБ вследствие уменьшения электрических размеров объекта по сравнению со случаем возбуждения прямоугольным радиоимпульсом.

Установлено, что за счет увеличения ширины разрыва кольца $2\Delta = \pi/15$ в 3 раза глубина про-

вала энергетической ДР элемента, облучаемого прямоугольным радиоимпульсом длительностью $\tau = 7,12 R_0/c$, возрастает на 1,2 дБ. Смена направления прихода сигнала $\varphi_0 = 0$ на противоположное приводит к изменению угловой зависимости вторичного излучения в плоскости азимута, характерному для ДР только планарных зеркально-асимметричных элементов, возбуждаемых монохроматической волной [1]. При возрастании τ в 5...7,5 раз уровень энергетической ДР элемента, приведенной на рис. 1, в направлении $\varphi = \pi$ убывает на 2,2...2,5 дБ.

За счет уменьшения относительной длины отрезков до $l_0/R_0 = 0,35$ при неизменных значениях других размеров элемента и параметров облучающих радиоимпульсов уровень вторичного поля в направлении $\varphi = \pi$ снижается на 3,8...4,3 дБ. В энергетической ДР разомкнутого кольца ($l_0/R_0 = 0$) при $\varphi = \pi$ формируется провал [13], глубина которого по мере увеличения циклической частоты несущей облучающего сигнала в 1,5...2,5 раза возрастает примерно на 1,2...1,5 дБ. По мере уменьшения длительности радиоимпульса $\tau = 6,25 R_0/c$ в 1,3...1,5 раз глубина провала энергетической ДР кольца убывает при снижении плотности потока энергии вторичного излучения в направлении $\varphi = 0$ на 2,1...2,2 дБ [13].

Таким образом, на основе численного решения ИДУ с пространственно-временными операторами для эквивалентных осевых распределений токов и зарядов проведен анализ вторичного излучения радиоимпульсов зеркально-асимметричным элементом в виде разомкнутого кольца с перпендикулярными его плоскости отрезками на краях разрыва. Исследовано влияние аналитических свойств огибающих и частотно-временных параметров облучающих сигналов на энергетическую ДР объекта.

Список литературы

- Неганов В.А., Градинарь И.М. Электродинамические свойства тонкопроволочных бианизотропных частиц для метаматериала // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14. № 3. С. 31–37.
- Simonovsky C.R., Belov P.A., He S. Backward wave region and negative material parameters of a structure formed by lattices of wires and split-ring resonators // IEEE Transactions on Antennas and Propagations. 2003. Vol. 31. № 10. P. 2582–2591.
- Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // Успехи физических наук. 1967. Т. 92. Вып. 3. С. 517–526.
- Неганов В.А., Павловская Э.А., Яровой Г.П. Излучение и дифракция электромагнитных волн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радио и связь, 2004. 264 с.
- Schuman H. Time-domain scattering from a nonlinearly loaded wire // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1974. Vol. 22. № 5. P. 611–613.
- Стрижков В.А. Моделирование переходных электромагнитных процессов в вибраторных антенных решетках // Антенны. 2006. № 11(114). С. 50–55.
- Кенно Е.М., Моффатт Д.Л. Аппроксимации переходных и импульсных переходных характеристик // ТИИЭР. 1965. Т. 53. № 8. С. 1025–1034.
- Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
- Васильченко О.В. Пространственно-временная обработка сверхширокополосных сигналов в радиолокационных станциях с электронным сканированием диаграмм направленности антенн. Смоленск.: Военная академия войсковой ПВО Вооруженных Сил РФ, 2011. 114 с.
- Активные фазированные антенные решетки / под ред. Д.И. Воскресенского, А.И. Канащенкова. М.: Радиотехника, 2004. 488 с.
- Самсонов А.В. Макроскопическая электродинамика. Вопросы теории пространственно-временных преобразований. М.: Радиотехника, 2006. 64 с.
- Фильчаков П.Ф. Справочник по высшей математике. Киев: Наукова думка, 1972. 743 с.
- Разиных С.Н., Разиных О.Э. Рассеяние радиоимпульсов на разомкнутом идеально проводящем кольце // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16. № 4. С. 45–49.
- Догадин Н.Б. Основы радиотехники. СПб.: Лань, 2007. 272 с.

The scattering of radio impulses on the opened thin ring with perpendicular its planes pieces at edges of gap

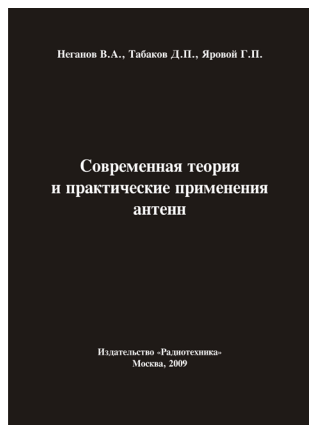
S.N. Razin'kov, O.E. Razin'kova

On the basis of the numerical solution of the integral and differential equations with existential operators for equivalent axial distributions of currents and charges the analysis of secondary radiation of radio impulses by a mirror and asymmetric element in the form of the opened ring with perpendicular its planes pieces at edges of a gap is carried out. Influence of analytical properties of the bending-around and time-and-frequency parameters of the irradiating signals on the power chart of dispersion of object is investigated.

Keywords: mirror and asymmetric element, radio impulse, integral and differential equation with the existential operator, the power chart of dispersion of object.

Неганов, В.А.

Современная теория и практические применения антенн: монография / В.А. Неганов, Д.П. Табаков, Г.П. Яровой; предисловие академика Ю.В. Гуляева; под ред. В.А. Неганова. – М.: Радиотехника, 2009. – 720 с.



ISBN 978-5-88070-222-0

УДК 621.396.67

ББК 32.845

Рассмотрены основные разделы теории и техники антенн. Освещены вопросы расчета и построения различных типов антенн (от вибраторных до рупорных и антенных решеток, включая фазированные). Основное внимание уделено антеннам СВЧ и расчетам их электромагнитных полей в ближней зоне, т. е. вопросам электромагнитной совместимости.

Принципиальное отличие книги от известных заключается в последовательном применении метода физической регуляризации (самосогласованного метода) к расчету электромагнитного поля антенн, позволяющего осуществлять непрерывный переход с излучающей поверхности антенны к пространству вне ее. С помощью самосогласованного метода получены новые результаты по теории антенн: установлены связь между поверхностной плотностью тока на вибраторной антенне и напряженностью электромагнитного поля, однонаправленный режим излучения для кольцевой (рамочной антенны), режимы стоячих и бегущих волн в цилиндрической спиральной антенне, входное сопротивление практически для всех типов антенн. Теоретический материал подкреплён примерами применения многолучевых антенн.

Предназначено для разработчиков антенно-фидерных устройств, аспирантов и докторантов, занимающихся вопросами проектирования антенных систем различного назначения, студентов радиотехнических специальностей высших учебных заведений.