

27. Huh H., Caire G., Papadopoulos H., Ramprasad S. Achieving “massive MIMO” spectral efficiency with a not-so-large number of antennas, *IEEE Trans. Wireless Commun.*, 2012, Vol. 11, No. 9, pp. 3226-3239.
28. Kisel' N.N., Grishchenko S.G., Derachits D.S. Issledovanie nizkopofil'nykh konformnykh mikropoloskovykh antenn [Study conformal low-profile patch antenna], *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki* [Izvestiya SFedU. Engineering Sciences], 2015, No. 3 (164), pp. 240-248.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф.-м.н., профессор В.Н. Таран.

Грищенко Сергей Григорьевич – Южный федеральный университет; e-mail: grishchenko@sfedu.ru; 347928, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44; тел.: +78634371883; к.т.н.; доцент; директор Института радиотехнических систем и управления.

Кисель Наталья Николаевна – e-mail: nnkisel@sfedu.ru; тел.: +78634371634; кафедры антенн и радиопередающих устройств; к.т.н.; доцент.

Махьюб Хамед Ебрахим Абдо – кафедра антенн и радиопередающих устройств; аспирант.

Grishchenko Sergey Grigorievich – Southern Federal University; e-mail: grishchenko@sfedu.ru; 44, Nekrasovsky, Taganrog, 347928, Russia; phone: +78634371883; cand. of eng. sc.; associate professor; director of Institute of Radio Engineering Systems and Control.

Kisel Natalia Nikolayevna – e-mail: nnkisel@sfedu.ru; phone: +78634371634; the department of antennas and radio transmitters; cand. of eng. sc.; associate professor.

Mahyoub Hamed Ebrahim Abdo – the department of antennas and radio transmitters; postgraduate student.

УДК 537.8.029.6

В.Г. Кошкидько, О.В. Алпатова

**ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС БЕСКОНЕЧНОЙ
РЕШЕТКИ ЩЕЛЕВЫХ ИМПЕДАНСНЫХ НАГРУЗОК, ВЫПОЛНЕННЫХ
НА ОСНОВЕ ЩЕЛИ В БЕСКОНЕЧНОМ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ
ЭКРАНЕ**

Рассмотрено решение задачи о возбуждении плоской волной бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. Каждый элемент решетки представляет собой щель в плоском идеально проводящем экране. Область V_1 занимает все полупространство над идеально проводящим экраном. Первичное поле возбуждается в этой области плоской волной. Область V_2 не содержит возбуждающих источников и занимает все полупространство под идеально проводящим экраном. Область V_2 связана с областью V_1 через щель, в раскрытие которой расположен полосковый проводник. Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции не зависят от координаты z (двумерная задача). Решение задачи проводилось методом интегральных уравнений. Для этого поле в областях V_1 и V_2 представлялось в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке. Интегральное уравнение было получено с использованием граничного условия для электрического поля в плоскости экрана, условия ортогональности гармоник Флоке и условия непрерывности касательных составляющих полей в раскрытие отверстия. Для численной реализации полученного интегрального уравнения использовался метод Крылова–Боголюбова, в результате чего интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений. Для

преодоления математических трудностей, связанных с наличием логарифмической особенности в ядре интегрального уравнения, при вычислении элементов матрицы было использовано преобразование Куммера, которое позволило не только улучшить сходимость рядов, но и выделить в явном виде и аналитически проинтегрировать логарифмическую особенность. Приведены численные результаты в виде зависимостей эквивалентного поверхностного импеданса от размеров щели, размеров полоскового проводника в раскрыве щели при фиксированных значениях интервала усреднения и от угла падения электромагнитной волны. Показано, что величину эквивалентного поверхностного импеданса можно регулировать путем изменения ширины щели и ширины полоскового проводника в раскрыве щели.

Щелевая импедансная нагрузка; бесконечная решетка; эквивалентный поверхностный импеданс; численное решение.

V.G. Koshkid'ko, O.V. Alpatova

EQUIVALENT SURFACE IMPEDANCE OF AN INFINITE ARRAY OF SLOT IMPEDANCE LOADS BASED ON A SLOT IN AN INFINITE PERFECT CONDUCTING SCREEN

Solution of the problem of slot impedance loads infinite array excitation by the plane wave is considered to determine the equivalent surface impedance. Each array element is a slot in the flat perfect conducting screen. Volume V_1 takes the halfspace above the perfect conducting screen. Primary field is excited by the plane wave in this volume. Volume V_2 does not contain excitation sources and takes halfspace below the perfect conducting screen. Volume V_2 is connected to volume V_1 through the slot with the strip conductor placed in the slot aperture. Excitation sources characteristics and problem parameters are independent on z coordinate (two-dimensional problem). The solution of the problem is obtained by the integral equations method. Fields in V_1 and V_2 volumes were presented in the form of an expansion in spatial Floquet harmonics. Integral equation was obtained by using boundary condition for the electric field in the screen plane, Floquet harmonics orthogonality and continuity condition for fields tangential components in the slot aperture. For calculation of the obtained integral equation the Krylov-Bogolyubov method was used whereby the integral equation was reduced to the system of linear algebraic equations. To overcome mathematical difficulties with the logarithmic singularity in the integral equation kernel Kummer transformation was used for matrix elements calculation. This not only allows to improve series convergence but to identify explicitly the logarithmic singularity and to integrate it analytically. Numerical results are presented as an equivalent surface impedance dependency on the slot width, strip conductor sizes in the slot aperture for several fixed average interval values and on the angle of incidence of the electromagnetic wave. It is shown that the equivalent surface impedance value can be adjusted by changing the slot width and the width of the strip conductor in the slot aperture.

Slot impedance load; infinite array; equivalent surface impedance; numerical solution.

Для уменьшения уровня рассеянного поля радиолокационных объектов наряду с поглощающими покрытиями применяются импедансные нагрузки [1–6]. Однако известно, что существенного изменения поля рассеяния с помощью одиночных импедансных нагрузок можно достичь только для объектов с малыми электрическими размерами [7–13]. При размерах объекта, значительно превышающих длину волны, необходимо применение большого количества импедансных нагрузок или распределенного поверхностного импеданса [14–16], т.е. в конечном счете приходится иметь дело с решетками импедансных нагрузок.

В работах [1–6] рассматриваются характеристики различных конструкций одиночных щелевых импедансных нагрузок, построенных на базе единой математической модели, представленной в виде двух областей, связанных между собой через отверстие в бесконечном идеально проводящем экране.

На основе этой же математической модели в работе [17] исследованы характеристики одиночной щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в бесконечном идеально проводящем экране.

В данной работе исследована эта же конструкция щелевой импедансной нагрузки, но в составе бесконечной решетки, с целью определения возможности регулировки эквивалентного поверхностного импеданса путем изменения размера отверстия или ширины полоскового проводника, размещенного в раскрыве отверстия.

Постановка задачи. Имеется бесконечная решетка щелевых импедансных нагрузок (рис. 1), размещенных с периодом T . Каждый элемент решетки представляет собой щель в плоском идеально проводящем экране, расположенном в плоскости xOz .

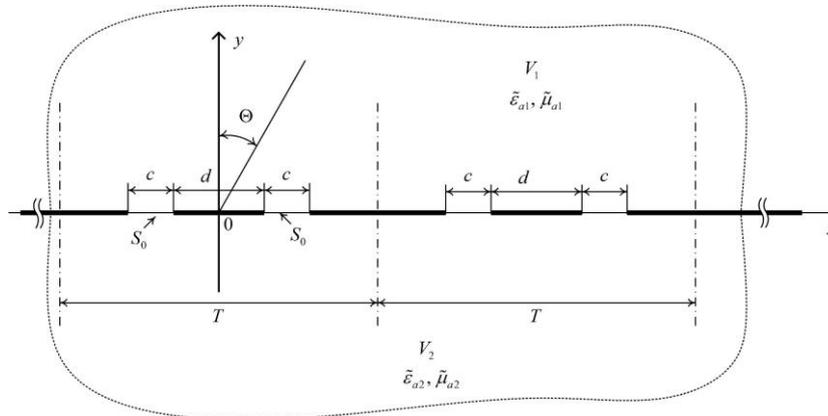


Рис. 1. Постановка задачи

Область V_1 с параметрами $\varepsilon_{a1}, \mu_{a1}$ занимает все полупространство над идеально проводящим экраном. Первичное поле возбуждается в области V_1 плоской волной, падающей под углом Θ , отсчитываемым от нормали к поверхности экрана. Область V_2 с параметрами $\varepsilon_{a2}, \mu_{a2}$ не содержит возбуждающих источников, и ее геометрия не отличается от геометрии области V_1 ($\varepsilon_{a1,2}, \mu_{a1,2}$ – абсолютные комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости сред соответствующих областей). Область V_2 связана с областью V_1 через одно или нескольких отверстий S_0 (щель шириной c , в раскрыве которой расположен полосковый проводник шириной d).

Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции будем считать независимыми от координаты z (двумерная задача), имеются составляющие полей H_z, E_x, E_y , (H -поляризация). Требуется найти усредненный по периоду решетки T эквивалентный поверхностный импеданс.

Поля в области V_1 . В силу периодичности структуры рассеянное поле в области V_1 можно представить в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке

$$H_z^{\text{pac}}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m \psi_m(x) \exp(-i \Gamma_m^{(1)} y),$$

$$E_x^{\text{pac}}(x, y) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(1)} I_m \psi_m(x) \exp(-i \Gamma_m^{(1)} y),$$

где T – период решетки, I_m – коэффициенты разложения тока; $\Gamma_m^{(1)}$ – постоянная распространения; $\psi_m(x)$ – функции, определяющие изменение поля в поперечном направлении:

$$\psi_m(x) = \sqrt{\frac{1}{T}} \exp(-i \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right) x), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\Gamma_m^{(1)} = \sqrt{k_1^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right)^2}, \quad Z_m^{(1)} = \Gamma_m^{(1)} / \omega \varepsilon_{a1}, \quad k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_{a1} \mu_{a1}}.$$

Падающее поле можно представить как нулевую гармонику Флоке, т.е.

$$H_z^{\text{пад}}(x, y) = \psi_0(x) \exp(i \Gamma_0^{(1)} y),$$

тогда полное электрическое и магнитное поля в области V_1 будут иметь вид

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m \psi_m(x) \exp(-i \Gamma_m^{(1)} y) + \psi_0(x) \exp(i \Gamma_0^{(1)} y), \quad (1)$$

$$E_x(x, y) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(1)} I_m \psi_m(x) \exp(-i \Gamma_m^{(1)} y) + Z_0^{(1)} \psi_0(x) \exp(i \Gamma_0^{(1)} y). \quad (2)$$

Используя ортогональность гармоник Флоке, из (2) найдем коэффициенты разложения тока I_m и, подставляя их в (1), окончательно получим выражение для магнитного поля в области V_1 в раскрыве отверстия ($y=0$)

$$H_z(x, 0) = - \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right\} E_x(x', 0) dx' + 2\psi_0(x), \quad (3)$$

где $Y_m^{(1)} = 1 / Z_m^{(1)}$.

Поля в области V_2 . Запишем выражения для поля в области V_2 также в виде разложения по гармоникам Флоке

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m \psi_m(x) \exp(i \Gamma_m^{(2)} y), \quad (4)$$

$$E_x(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(2)} I_m \psi_m(x) \exp(i \Gamma_m^{(2)} y), \quad (5)$$

$$\Gamma_m^{(2)} = \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right)^2}, \quad Z_m^{(2)} = \Gamma_m^{(2)} / \omega \varepsilon_{a2}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_{a2} \mu_{a2}}.$$

Используя граничное условие для электрического поля в плоскости $y = 0$ и условие ортогональности гармоник Флоке, в результате окончательно получим выражение для поля в области V_2 при $y = 0$

$$H_z(x, 0) = \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \psi_m(x') \psi_m^*(x) \right\} E_x(x', 0) dx', \quad (6)$$

где $Y_m^{(2)} = 1 / Z_m^{(2)}$.

Интегральное уравнение. Удовлетворяя условию непрерывности касательных составляющих полей в раскрыве отверстия, из (3) и (6) получим

$$\int_{-T/2}^{T/2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (Y_m^{(1)} + Y_m^{(2)}) \psi_m(x) \psi_m^*(x') E_x(x', 0) dx' = 2\psi_0(x). \quad (7)$$

Таким образом, получено интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля $E_x(x', 0)$ в раскрыве отверстия.

Эквивалентный поверхностный импеданс. Эквивалентный поверхностный импеданс (ЭПИ) определяется по следующей формуле [18]:

$$Z^{\mathcal{O}} = \int_0^T E_x(x') H_z^*(x') dx' / \int_0^T |H_z(x')|^2 dx', \quad (8)$$

где $Z^{\mathcal{O}}$ – эквивалентный поверхностный импеданс; T – интервал усреднения импеданса.

Касательная составляющая электрического поля в раскрыве щели $E_x(x') = E_x(x', 0)$ определяется в результате решения интегрального уравнения (7), после чего касательную составляющую магнитного поля $H_z(x)$ можно найти из выражения (3) или (6).

Численная реализация решения. Для численной реализации полученного интегрального уравнения (7) использовался метод Крылова–Боголюбова, в результате чего указанное интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений следующего вида:

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{N1} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{N2} \\ & \cdot & & \\ & \cdot & & \\ & \cdot & & \\ C_{N1} & C_{N2} & \dots & C_{NN} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \cdot \\ \cdot \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ P_N \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$C_{ij} = C_{ij}^1 + C_{ij}^2 = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x_i) \psi_m^*(x') dx' + \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \psi_m(x_i) \psi_m^*(x') dx', \quad (10)$$

$$P_i = -2\psi_0(x_i),$$

$x_j = -T/2 + \Delta x(2j - 1)$ – координаты точек коллокации; N – количество интервалов разбиения; $\Delta x = x_{j+1} - x_j$ – размер интервала разбиения; $i = 1 \dots N$, $j = 1 \dots N$.

При вычислении элементов C_{ij} возникают определенные математические трудности, связанные с наличием логарифмической особенности. Поэтому целесообразно остановиться на этом вопросе более подробно на примере коэффициента C_{ij}^1

$$C_{ij}^1 = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} Y^{(1)}(x_i, x') dx' = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x_i) \psi_m^*(x') dx'. \quad (11)$$

Для сокращения машинных расчетов улучшим сначала сходимость ряда в (11), не интегрируя его. Для этого представим подынтегральное выражение в (11) в следующем виде:

$$Y^{(1)}(x_i, x') = S_0 + S_1 + S_2, \quad (12)$$

где

$$S_0 = Y_0 \psi_0(x_i) \psi_0^*(x') = \frac{\exp(-ik_1 \sin \theta (x' - x_i))}{TW_1 \cos \theta}, \quad (13)$$

$$S_1 = C \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\exp(-i \frac{2m\pi}{T} (x_i - x'))}{\sqrt{\left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2 - k_1^2}}, \quad (14)$$

$$S_2 = C \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\exp(i \frac{2m\pi}{T} (x_i - x'))}{\sqrt{\left(-\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2 - k_1^2}}, \quad (15)$$

$$C = \frac{ik_1}{TW_1} \exp(ik_1 \sin \theta (x_i - x')). \quad (16)$$

Для улучшения сходимости рядов воспользуемся преобразованием Куммера [19], т.е. прибавим и вычтем из (12) асимптотические ряды S_1^∞ и S_2^∞ , получающиеся из (14) и (15) при $m \rightarrow \infty$

$$S_1^\infty = C_1 \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\cos \left[m \frac{2\pi}{T} (x_i - x') \right]}{m} - i \frac{\sin \left[m \frac{2\pi}{T} (x_i - x') \right]}{m} \right) \right\}, \quad (17)$$

$$S_2^\infty = C_1 \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\cos \left[m \frac{2\pi}{T} (x_i - x') \right]}{m} + i \frac{\sin \left[m \frac{2\pi}{T} (x_i - x') \right]}{m} \right) \right\}, \quad (18)$$

где

$$C_1 = \frac{ik_1}{2\pi W_1} \exp(ik_1 \sin \theta (x_i - x')). \quad (19)$$

Воспользуемся для вычисления суммы ряда $S^\infty = S_1^\infty + S_2^\infty$ следующим соотношением [11]:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \begin{Bmatrix} \sin(kx+a) \\ \cos(kx+a) \end{Bmatrix} = \pm \frac{\pi-x}{2} \begin{Bmatrix} \cos a \\ \sin a \end{Bmatrix} - \ln \left(2 \sin \frac{x}{2} \right) \begin{Bmatrix} \sin a \\ \cos a \end{Bmatrix},$$

из которого при $a = 0$ получим

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin kx}{k} = \frac{\pi-x}{2}, \quad \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos kx}{k} = -\ln \left(2 \sin \frac{x}{2} \right). \quad (20)$$

Применяя (20) к выражениям (17) и (18) и суммируя их, получим

$$S^{\infty} = 2C_1 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos m \frac{2\pi}{T}(x_i - x')}{m} = -2C_1 \ln \left[2 \sin \frac{\pi(x_i - x')}{T} \right]. \quad (21)$$

Таким образом, после применения преобразования Куммера имеем

$$Y^{(1)}(x_i, x') = \frac{k_1}{TW_1} (S_0 + S_1 + S_2 + S_3), \quad (22)$$

где

$$S_0 = \frac{\exp(-ik_1 \sin \theta (x' - x_i))}{k_1 \cos \theta},$$

$$S_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{i}{2m\pi} \right) \exp(-iR_1(x_i - x')),$$

$$S_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_2^2}} - \frac{i}{2m\pi} \right) \exp(-iR_2(x_i - x')),$$

$$S_3 = \frac{-iT}{\pi} \exp(ik_1 \sin \theta (x_i - x')) \ln \left[2 \sin \frac{\pi(x_i - x')}{T} \right],$$

$$R_1 = \frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta, \quad R_2 = -\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta.$$

Элементы C_{ij}^1 получаются интегрированием выражения (22) по отрезку разбиения $2\Delta_x$

$$C_{ij}^1 = \int_{x_i - \Delta_x}^{x_i + \Delta_x} Y^{(1)}(x_i, x') dx' = \frac{k_1}{TW_1} (\Sigma_0 + \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3), \quad (23)$$

где

$$\Sigma_0 = \frac{\sin(k_1 \Delta_x \sin \theta)}{k_1 \Delta_x \sin \theta} \frac{2\Delta_x}{k_1 \cos \theta} \exp(-ik_1 \sin \theta (x_j - x_i)), \quad (24)$$

$$\Sigma_1 = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{1}{2k\pi} \right) 2\Delta_x \frac{\sin R_1 \Delta_x}{R_1 \Delta_x} \exp(-iR_1(x_i - x_j)), \quad (25)$$

$$\Sigma_2 = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{1}{\frac{2k\pi}{T}} \right) 2\Delta_x \frac{\sin R_2 \Delta_x}{R_2 \Delta_x} \exp(-iR_2(x_i - x_j)). \quad (26)$$

Вычисление слагаемых $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ не вызывает затруднений, а при вычислении Σ_3 возникает трудность при $x_i = x_j$, так как ядро обращается в бесконечность из-за входящей в него функции $\ln[2\sin(x_i - x_j)]$, поэтому рассмотрим вычисление интеграла в Σ_3 более подробно. Интеграл имеет вид

$$I = \int \exp(at) \ln(2\sin t) dt, \quad (27)$$

где $a = ik_1 \sin \theta \frac{T}{\pi}$.

Воспользуемся соотношением [20]

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos kx}{k} = -\left(2\sin \frac{x}{2}\right). \quad (28)$$

Подставим (28) в (27) и используем выражение

$$\int \exp(bt) \cos nt dt = \frac{\exp(bt)}{b^2 + n^2} (b \cos nx + n \sin nx),$$

в результате чего получим первообразную $J(t)$ для вычисления неопределенного интеграла I , определяемого формулой (27)

$$J(t) = -\frac{\exp(at)}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{a \cos 2kt}{k(d^2 + k^2)} + \frac{2 \sin 2kt}{d^2 + k^2} \right), \quad (29)$$

где $d = a/2$.

Таким образом, элементы C_{ij}^1 определяются соотношением (23), в котором

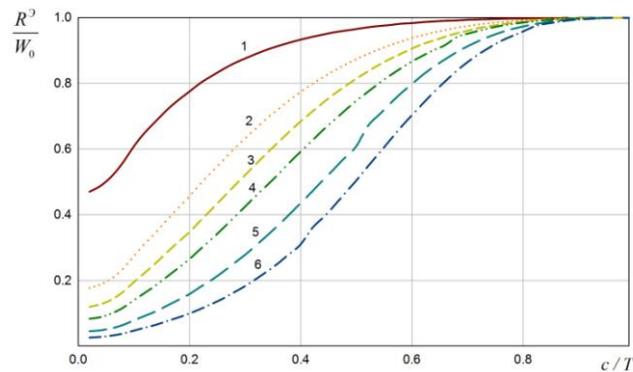
$$\Sigma_3 = \begin{cases} -i \frac{T^2}{\pi^2} \int_{t_1}^{t_2} \exp(ik_1 \sin \theta \frac{T}{\pi} t) \ln(2\sin t) dt, & i \neq j, \\ t_1 = \frac{\pi}{T} (|x_i - x_j| - \Delta_x), \quad t_2 = \frac{\pi}{T} (|x_i - x_j| + \Delta_x), \\ -i \frac{T^2}{\pi^2} \left[J\left(\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) - J\left(-\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) \right], & i = j. \end{cases} \quad (30)$$

Необходимо отметить, что в (24) при $\theta = 0$ выражение $[\sin(k_1 \Delta_x \sin \theta) / (k_1 \Delta_x \sin \theta)]$ берется равным единице. При вычислении элемента Σ_3 при $i \neq j$ используется численное интегрирование по методу Симпсона, поскольку в этом случае подынтегральное выражение особенности не содержит. При $i = j$ для вычисления первообразной $J(t)$ используется преобразование Эйлера с целью улучшения сходимости рядов, входящих в (29).

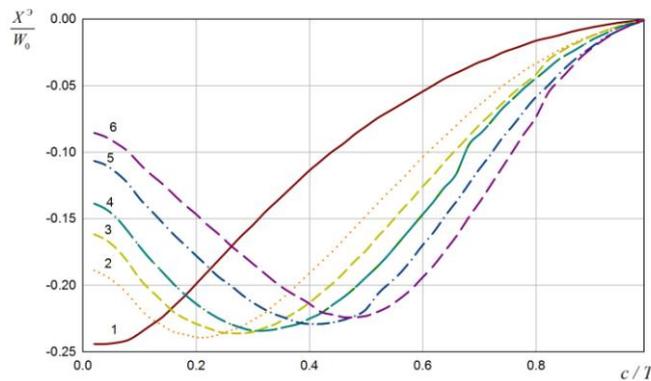
Численные результаты. В результате решения задачи были рассчитаны зависимости комплексного эквивалентного поверхностного импеданса $Z^{\ominus} = R^{\ominus} + iX^{\ominus}$ от размера отверстия c , от ширины полоскового проводника d и от угла падения ЭМВ θ .

Все виды зависимостей приведены для активной и реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства $W_0=120\pi$ Ом. Все расчеты выполнялись для параметров сред $\varepsilon_{a1} = \varepsilon_{a2} = \varepsilon_0$, $\mu_{a1} = \mu_{a2} = \mu_0$.

На рис. 2 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от размера отверстия c при фиксированных значениях интервала усреднения T ($T/\lambda=0,1\div 0,499$), где λ – длина волны), для случая $d=0$. Из графиков видно, что активная часть ЭПИ при приближении ширины щели к значению $c=T$ стремится к волновому сопротивлению свободного пространства W_0 , независимо от значения периода усреднения T . Как активная, так и реактивная части ЭПИ изменяются плавно при увеличении ширины отверстия, что очень важно при технологической подстройке требуемого значения ЭПИ.



а



б

Рис. 2. Зависимость ЭПИ от размера отверстия c при фиксированных значениях интервала усреднения импеданса T (1 – $T=0,1\lambda$; 2 – $T=0,2\lambda$; 3 – $T=0,249\lambda$; 4 – $T=0,3\lambda$; 5 – $T=0,4\lambda$; 6 – $T=0,499\lambda$): а – действительная часть; б – мнимая часть

На рис. 3 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от ширины проводника d , нормированной на величину интервала усреднения импеданса T , для случая $\Theta=0^\circ$ при разных величинах интервала усреднения импеданса T . Из графиков видно, что при малых значениях ширины полоскового

проводника d ($d/T \leq 0,2$) активная часть ЭПИ практически равна волновому сопротивлению свободного пространства W_0 , т.е. полосковый проводник из-за своей малой ширины фактически не оказывает никакого влияния на значение ЭПИ. При дальнейшем увеличении ширины d до значений, близких к интервалу усреднения импеданса T , значения как активной, так и реактивной составляющих импеданса начинают стремиться к нулю.

На рис. 4 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от угла падения ЭМВ при фиксированных значениях интервала усреднения импеданса T ($T/\lambda=0,1 \div 0,499$, где λ – длина волны) для случая $d = T/2$. Зависимости как активной, так и реактивной составляющих носят монотонный характер и стремятся к нулю с увеличением угла падения ЭМВ.

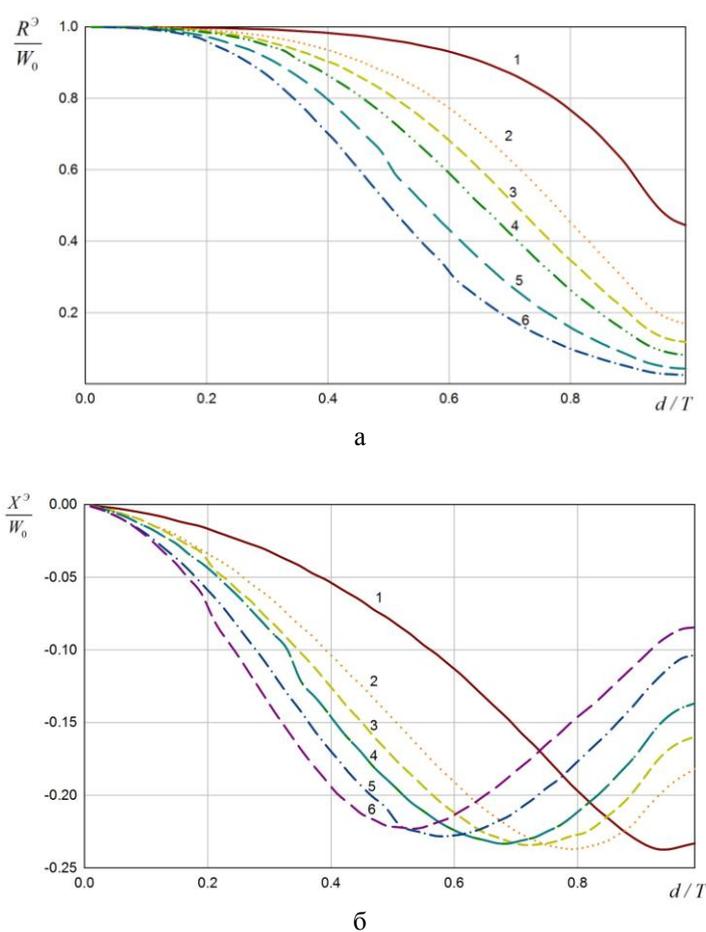


Рис. 3. Зависимость ЭПИ от ширины полоскового проводника d при фиксированных значениях интервала усреднения импеданса T (1 – $T=0,1\lambda$; 2 – $T=0,2\lambda$; 3 – $T=0,249\lambda$; 4 – $T=0,3\lambda$; 5 – $T=0,4\lambda$; 6 – $T=0,499\lambda$):
а – действительная часть; б – мнимая часть

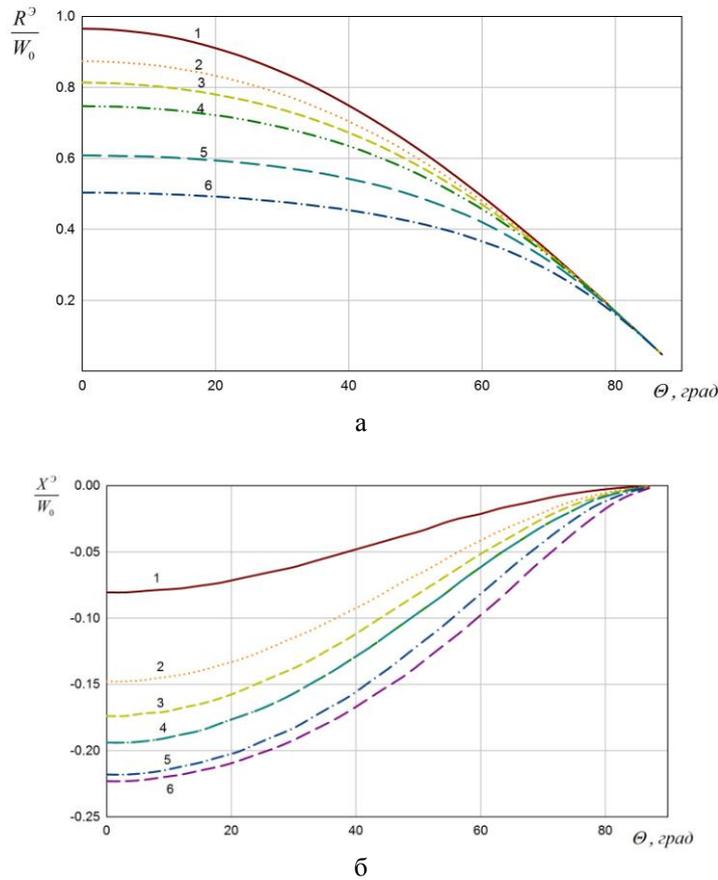


Рис. 4. Зависимость ЭПИ от угла падения ЭМВ Θ при фиксированных значениях интервала усреднения импеданса T ($1 - T=0,1\lambda$; $2 - T=0,2\lambda$; $3 - T=0,249\lambda$; $4 - T=0,3\lambda$; $5 - T=0,4\lambda$; $6 - T=0,499\lambda$): а – действительная часть; б – мнимая часть

Таким образом, полученные результаты численного исследования бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе щели в экране, показали, что

- ◆ с помощью данной конструкции можно реализовать комплексные значения ЭПИ, причем в случае H -поляризации значения ЭПИ для данной конструкции носят резистивно-емкостной характер;
- ◆ величину ЭПИ можно регулировать путем изменения ширины щели и ширины полоскового проводника в раскрыве щели.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кошкидько В.Г., Петров Б.М., Юханов Ю.В. Эквивалентный поверхностный импеданс пассивных импедансных нагрузок, выполненных на основе отверстия в экране, нагруженного двумерной полостью // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т. 42, № 6. – С. 652-661.

2. Кошкидько В.Г., Петров Б.М., Юханов Ю.В. Эквивалентный поверхностный импеданс некоторых щелевых импедансных нагрузок // Рассеяние электромагнитных волн: междувед. тем. науч. сб. – Таганрог: ТРТИ, 1987. – Вып. 6. – С. 87-94.
3. Кошкидько В.Г., Ганжелла Н.В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 8. – С. 947-954.
4. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе полуцилиндрической полости // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 1. – С. 25-28.
5. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе отверстия в экране. Случай Е-поляризации // Радиотехника и электроника. – 2003. – Т. 48, № 1. – С. 57-63.
6. Петров Б.М., Кошкидько В.Г. Метод анализа электромагнитных полей, рассеянных щелью в цилиндрическом резонаторе с фланцем // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, № 10. – С. 2060-2064.
7. Lewine H., Papas C.H. Theory of the circular diffraction antenna // J. Appl. Phys. – 1951. – Vol. 22, No. 1. – P. 29-43.
8. Levine H., Schwinger J. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite screen plane // Phys. Rev. – 1948. – Vol. 74, No. 8. – P. 958-974.
9. Wait J.R. A low-frequency annular-slot antenna // J. Res. NBS. – 1958. – Vol. 60, No. 1. – P. 59-64.
10. Meixner J., Klopfer W. Theory der ebenen Ringspaltantenne // Z. Angew. Phys. – 1951. – B. 3, No. 5. – P. 171-178.
11. Galejs J. Admittance of a rectangular slot which is backed by a rectangular cavity // IEEE Trans. – 1963. – Vol. AP-11, No. 2. – P.119-126.
12. Galejs J., Thompson T.W. Admittance of a cavity-backed annular slot antenna // IRE Trans. – 1962. – Vol. AP-10, No. 6. – P. 671-678.
13. Short J.R., Chen K.M. Backscattering from an Impedance loaded slotted cylinder // IEEE Trans. – 1969. – Vol. AP-17, No. 3.
14. Петров Б.М., Шарварко В.Г. Синтез поверхностного импеданса кругового цилиндра по заданной диаграмме рассеяния // Сб. науч. метод. статей по прикладной электродинамике. – М., 1979. – Вып. 3. – С. 62-78.
15. Кошкидько В.Г. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок в составе бесконечных решеток // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45, № 7. – С. 773-783.
16. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе полуцилиндрической полости, в составе бесконечной решетки // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59, № 10. – С. 1003-1010.
17. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. Численное исследование характеристик щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в бесконечном идеально проводящем экране // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2014. – № 11 (160). – С. 58-67.
18. Цалиев Т.А., Черенков В.С. Возбуждение одиночной канавки и эквивалентный поверхностный импеданс ребристых структур // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30, № 9. – С. 1689.
19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1974. – 832 с.
20. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. – М.: Наука, 1981. – 800 с.

REFERENCES

1. Koshkid'ko V.G., Petrov B.M., Yukhanov Yu.V. Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans passivnykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove otverstiya v ekrane, nagruzhennogo dvumernoy polost'yu [Equivalent surface impedance of passive impedance loads based on the holes in the screen, load and proposed a two-dimensional cavity], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 1997, Vol. 42, No. 6, pp. 652-661.

2. *Koshkid'ko V.G., Petrov B.M., Yukhanov Yu.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans nekotorykh shchelevykh impedansnykh nagruzok [Equivalent surface impedance of slotted impedance of some load], *Rasseyaniye elektromagnitnykh voln: Mezhdved. tem. nauch. Sbornik* [Scattering of electromagnetic waves: Interdepartmental thematic research collection]. Taganrog: TRTI, 1987, Issue 6, pp. 87-94.
3. *Koshkid'ko V.G., Ganzhela N.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove svyazannykh pryamougol'nykh oblastey [Equivalent surface impedance of slotted impedance load based on connected rectangular regions], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 1999, Vol. 44, No. 8, pp. 947-954.
4. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove polutsilindricheskoy polosti [Equivalent surface impedance of slotted impedance load on the basis of the semi-cylindrical cavity], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 1999, Vol. 44, No. 1, pp. 25-28.
5. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki, vypolnennoy na osnove otverstiya v ekrane. Sluchay E-polyarizatsii [Equivalent surface impedance of slotted impedance load based on the holes in the screen. Case E-polarization], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 2003, Vol. 48, No. 1, pp. 57-63.
6. *Petrov B.M., Koshkid'ko V.G.* Metod analiza elektromagnitnykh poley, rasseyannykh shchel'yu v tsilindricheskom rezonatore s flantsem [A method of analyzing electromagnetic fields scattered slit-poured in a cylindrical resonator with a flange], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 1988, Vol. 33, No. 10, pp. 2060-2064.
7. *Lewine H., Papas C.H.* Theory of the circular diffraction antenna, *J. Appl. Phys.*, 1951, Vol. 22, No. 1, pp. 29-43.
8. *Levine H., Schwinger J.* On the theory of diffraction by an aperture in an infinite screen plane, *Phys. Rev.*, 1948, Vol. 74, No. 8, pp. 958-974.
9. *Wait J.R.* A low-frequency annular-slot antenna, *J. Res. NBS*, 1958, Vol. 60, No. 1, pp. 59-64.
10. *Meixner J., Klopfer W.* Theory der ebenen Ringspaltantenne, *Z. Angew. Phys.*, 1951, B. 3, No. 5, pp. 171-178.
11. *Galejs J.* Admittance of a rectangular slot which is backed by a rectangular cavity, *IEEE Trans.*, 1963, Vol. AP-11, No. 2, pp. 119-126.
12. *Galejs J., Thompson T.W.* Admittance of a cavity-backed annular slot antenna, *IRE Trans.*, 1962, Vol. AP-10, No. 6, pp. 671-678.
13. *Short J.R., Chen K.M.* Backscattering from an Impedance loaded slotted cylinder, *IEEE Trans.*, 1969, Vol. AP-17, No. 3.
14. *Petrov B.M., Sharvarko V.G.* Sintez poverkhnostnogo impedansa krugovogo tsilindra po zadannoy diagramme rasseyaniya [ynthesis of the surface impedance circular cylinder for a given scatterplot], *Cb. nauch. metod. statey po prikladnoy elektrodinamike* [Collection of scientific methodological articles on applied electrodynamics]. Moscow, 1979, Issue 3, pp. 62-78.
15. *Koshkid'ko V.G.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevykh impedansnykh nagruzok v sostave beskonechnykh reshetok [Equivalent surface impedance of slotted impedance load and a is the arc in infinite lattices], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 2000, Vol. 45, No. 7, pp. 773-783.
16. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki, vypolnennoy na osnove polutsilindricheskoy polosti, v sostave beskonechnoy reshetki [Equivalent surface impedance of slotted impedance load, made on the basis of a semi-cylindrical cavity in infinite lattices], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 2014, Vol. 59, No. 10, pp. 1003-1010.
17. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V., Serdyuk E.S.* Chislennoe issledovanie kharakteristik shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove otverstiya v beskonechnom ideal'no provodyashchem ekrane [Numerical investigation of characteristics of slot impedance load based on hole in an infinite perfectly conducting screen], *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki* [Izvestiya SFedU. Engineering Sciences], 2014, No. 11 (160), pp. 58-67.

18. Tsaliev T.A., Cherenkov V.S. Vozbuzhdenie odinochnoy kanavki i ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans rebristykh struktur [The excitation of a single groove on top and equivalent surface impedance of the ridged structures], *Radiotekhnika i elektronika* [Journal of Communications Technology and Electronics], 1985, Vol. 30, No. 9, pp. 1689.
19. Korn G., Korn T. Spravochnik po matematike dlya nauchnykh rabotnikov i inzhenerov [Mathematical Handbook for scientists and engineers]. Moscow: Nauka, 1974, 832 p.
20. Prudnikov A.P., Brychkov Yu.A., Marichev O.I. Integraly i ryady [Integrals and series]. Moscow: Nauka, 1981, 800 p.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф.-м.н., профессор А.Х. Аджиев.

Кошкидько Владимир Георгиевич – Южный федеральный университет; e-mail: kvg59@mail.ru; 347900, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44; тел.: +78634371733; кафедра антенн и радиопередающих устройств; к.т.н.; доцент.

Алпатова Ольга Витальевна – e-mail: alpatova-ov@yandex.ru; тел.: +78634371694; кафедра электротехники и мехатроники; к.т.н.; доцент.

Koshkid'ko Vladimir Georgievich – Southern Federal University; e-mail: kvg59@mail.ru; 44, Nekrasovsky, Taganrog, 347928, Russia; phone: +78634371733; the department of antennas and radio transmitters; cand. of eng. sc.; associate professor.

Alpatova Olga Vital'evna – e-mail: alpatova-ov@yandex.ru; phone: +78634371694; the department of electrical engineering and mechatronics; cand. of eng. sc.; associate professor.

УДК 621.316.726.078

Ю.А. Геложе, П.П. Клименко, А.В. Максимов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В КОНТУРЕ ФАПЧ

Для формирования и обработки сигналов широко используются системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Диапазонно-кварцевая стабилизация частоты осуществляется цифровыми синтезаторами частоты, построенными на основе ФАПЧ с программируемыми делителями частот. В современных устройствах формирования опорных синусоидальных колебаний обычно требуется получение низкого уровня (менее 100...120 дБ) негармонических дискретных спектральных составляющих, локализуемых вблизи несущей. Обусловлены эти побочные составляющие пульсациями управляющего напряжения импульсно-фазового дискриминатора (ИФД) системы фазовой автоподстройки частоты, работающей в режиме дискретизации по времени. Для подавления этих спектральных составляющих в контур ФАПЧ включают фильтры нижних частот высоких порядков. При этом возникают проблемы с обеспечением устойчивости системы ФАПЧ как в «малом», так и в «большом». Для обеспечения устойчивости в «малом» выбран определенный интервал между частотой среза всей системы и полосой пропускания фильтра нижних частот высокого порядка. Для обеспечения устойчивости в «большом» применен метод абсолютной устойчивости, согласно которому необходимо, чтобы годограф частотной характеристики разомкнутой системы не пересекал критический круг. Приводятся результаты имитационного моделирования, выполненные для нелинейной системы фазовой автоподстройки частоты с импульсно-фазовым дискриминатором типа «выборка-запоминание» со статической фазовой характеристикой, линейной в пределах $(-\pi, +\pi)$, обладающей свойством самоорганизации, а также для нелинейной системы фазовой автоподстройки частоты с частотно-фазовым дискриминатором с линейной зависимостью тока управления в пределах фазовых расстроек $\pm 2\pi$, которые демонстрируют ряд преимуществ системы ФАПЧ с импульсно-фазовым дискриминатором типа «выборка – запоминание».

Фазовая автоподстройка частоты; полоса удержания; полоса захвата; импульсно-фазовый дискриминатор; частотно-фазовый дискриминатор; переходные процессы; устойчивость.