УДК 621.396.67.37(1)

МЕТОД СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ТЕОРИИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

© 2010 В.А. Неганов[1], Д.С. Клюев[2], В.С. Якунин[3]

[1,2]Поволжский Государственный Университет Телекоммуникации и Информатики, г. Самара
[3]ФГУП «ГНПРКЦ «ЦСКБ–Прогресс», г. Самара

Предложена методика расчёта характеристик зеркальных антенн методом сингулярных интегральных уравнений. В качестве примера рассмотрена антенна с прямоугольным зеркалом.

Сингулярные интегральные уравнения, метод физической регуляризации, апертурный метод, токовый метод, зеркальная антенна.

Введение

Зеркальные антенны являются наиболее распространённым типом направленных антенн в сантиметровом, дециметровом и отчасти метровом диапазонах волн [1-3]. Широкое использование зеркальных антенн объясняется простотой конструкции, возможностью получения почти любого применяемого на практике типа диаграммы направленности, высоким КПД, малой шумовой температурой, хорошими диапазонными свойствами и т.д. В радиолокационных применениях зеркальные антенны позволяют получить равносигнальную зону, допускают одновременное формирование суммарных и разностных диаграмм направленности общим зеркалом. Некоторые типы зеркальных антенн могут обеспечивать достаточно быстрое качание луча в значительном секторе углов. Зеркальные антенны являются также наиболее распространённым типом антенн в космической связи и радиоастрономии. Именно с помощью зеркальных антенн в настоящее время реализованы гигантские антенные системы с эффективной поверхностью раскрыва, измеряемой тысячами квадратных метров. Классическими представителями зеркальных антенн являются параболические антенны, которые могут выполняться в виде параболоида вращения и параболического цилиндра. Параболоид вращения возбуждается слабонаправленным облучателем (например, рупором), помещённым в фокусе, и преобразовывает сферический фронт волны в плоский. Параболический цилиндр возбуждается линейной антенной, помещённой на фокальной линии, и преобразовывает цилиндрический фронт волны в плоский. Как известно, существует два метода анализа зеркальных антенн: *апертурный* метод и *токовый* метод. *Апертурный* метод [1,2] состоит в определении электромагнитного поля излучения по известному распределению возбуждающего поля на плоской поверхности раскрыва зеркала (апертуре) в соответствии с теоремой эквивалентности. Пренебрегая влиянием ряда факторов, считают, что излучающей поверхностью является только апертура. *Токовый* метод [4] определения характеристик зеркальной антенны базируется на известном распределении поверхностных токов на внутренней поверхности зеркала. Для упрощения задачи излучением относительно малых электрических поверхностных токов на теневой стороне зеркала пренебрегают. Зная закон распределения тока на поверхности зеркала, можно рассчитать электромагнитное поле, создаваемое им в любой точке пространства. Апертурный метод в том виде, в котором он используется на практике, является менее точным, чем токовый метод. Это объясняется тем, что в этом случае поле в раскрыве зеркала находится по законам геометрической оптики. Следовательно, не учитывается векторный характер поля и, как результат этого, не учитываются составляющие с паразитной поляризацией, а также сильно возрастает погрешность расчетов характеристик антенны. В то же время токовый метод позволяет учесть поляризационные эффекты в зеркальной антенне, поэтому он является более точным. Так как токовый метод намного сложнее апертурного, наибольшее распространение получил последний. В настоящее время не известны работы, в которых применялся бы токовый метод для расчёта зеркальных антенн. Таким образом, основной причиной, затрудняющей использование токового метода, является его сложность. Второй причиной (в литературе она практически не обсуждается) является следующее обстоятельство. Обычно при расчёте любой антенны (в том числе и зеркальной) анализируется поле в её дальней зоне, и, как правило, не обращается внимание на то, что традиционный токовый метод не применим для анализа электромагнитного поля (ЭМП) в ближней зоне антенны (любой) [5]. Более того, отсутствует предельный переход ЭМП к поверхностному электрическому току $\vec{\eta}$ на антенне, т.к. из электродинамики известно, что функция $\vec{\eta}$ связана с напряжённостью магнитного поля $\vec{H}$ соотношением $\vec{\eta} = \left[\vec{n}_0, \vec{H}\right]$ [6], где $\vec{n}_0$ — вектор нормали к поверхности, на которой ищется функция $\vec{\eta}$. Задача определения поверхностной плотности тока $\vec{\eta}$ на антенне (любой) является некорректной [5]. Поэтому небольшие ошибки в $\vec{\eta}$ могут привести к огромным (в литературе даже есть термин «катастрофическим») ошибкам для ЭМП в дальней зоне. Поэтому необходима регуляризация при определении $\vec{\eta}$.

В связи со стремительным развитием радиотехнических устройств резко возросли требования к их техническим характеристикам. Поэтому возникла необходимость развивать более точные методы расчёта радиотехнических устройств, и в частности антенн. Предлагается разработать метод физической регуляризации для расчёта зеркальных антенн на основе математического аппарата СИУ. Это позволит значительно увеличить точность расчёта характеристик зеркальных антенн. Кроме того, предлагаемый метод позволит учесть погрешность изготовления зеркала (его шероховатость и кривизну). Всё это в совокупности позволит более точно проектировать зеркальные антенны и значительно сократить материальные расходы на экспериментальную доводку антенн.

1. Система сингулярных интегральных уравнений для зеркальных антенн

Алгоритм метода физической регуляризации применительно к зеркальным антеннам заключается в следующем.

1. Строится самосогласованная физическая модель антенны. Для неё выводится СИУ относительно поверхностной плотности электрического тока $\vec{\eta}$ на металлической части антенны.
2. Решается полученное СИУ.
3. По определённому из решения СИУ распределению поверхностной плотности электрического тока $\vec{\eta}$, определяется электрическое поле антенны $\vec{E}$ на некоторой сфере окружающей антенну в дальней зоне.
4. По рассчитанным значениям напряжённости электрического поля $\vec{E}$ строится диаграмма направленности зеркальной антенны, и определяются все остальные её характеристики.

Рассмотрим следующую зеркальную антенну (рис. 1). Она представляет собой бесконечно тонкое идеально проводящее зеркало, образующее гладкую поверхность *S*, которая задаётся уравнением $z = z(x, y)$, возбуждаемое облучателем, расположенным в точке ***P***. В общем случае это может быть любой облучатель: элементарный электрический излучатель ЭЭИ (диполь Герца), элементарный магнитный излучатель ЭМИ, открытый конец прямоугольного волновода и т.д. Запишем выражение, связывающее вектор напряжённости электрического поля $\vec{E}$ в данной точке пространства с векторным электродинамическим потенциалом $\vec{A}$ в этой точке

$$i\omega\varepsilon_0\vec{E} = k^2\vec{A} + \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A}, \qquad (1)$$

где ω— циклическая частота, ε_0 — электрическая постоянная, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны.

Векторный электродинамический потенциал $\vec{A}$ определяется выражением

$$\vec{A} = \iint_S \vec{\eta}(x',y')G\left(x,y,z;x',y',z'(x',y')\right)\times \times\sqrt{1+\left(\frac{\partial z'}{\partial x'}\right)^2+\left(\frac{\partial z'}{\partial y'}\right)^2}\,dx'dy', \qquad (2)$$

где $G\left(x,y,z;x',y',z'(x',y')\right)$ — функция Грина свободного пространства.

$$G\left(x,y,z;x',y',z'(x',y')\right) = \frac{e^{-ikR}}{4\pi R}, \qquad (3)$$

где

$$R = \sqrt{\left(x-x'\right)^2+\left(y-y'\right)^2+\left(z-z'(x',y')\right)^2}.$$

Выберем на поверхности *S* два взаимно перпендикулярных вектора $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$, направленных по касательной к этой поверхности. Причем вектор $\vec{\tau}_1$ должен быть направлен по касательной к фигуре, образованной пересечением плоскости, параллельной *XOY* и поверхности *S*. Нетрудно заметить, что этот вектор будет равен

$$\vec{\tau}_1 = [\vec{n}_{XOY}, \vec{n}_S], \qquad (4)$$

где $\vec{n}_{XOY} = \{0,0,1\}$ — вектор нормали к плоскости *XOY*,

$\vec{n}_S = \{\partial z/\partial x, \partial z/\partial y, -1\}$ — вектор нормали к поверхности *S*.

Тогда вектор $\vec{\tau}_2$ будет равен

$$\vec{\tau}_2 = [\vec{n}_S, \vec{\tau}_1]. \qquad (5)$$

Такой выбор тангенциальных векторов обусловлен тем, что в дальнейшем будет проще выбрать базисные функции для представления составляющих поверхностной плотности тока. Базисные функции должны удовлетворять граничным условиям для поверхностной плотности тока на кромках зеркала.

Для дальнейшей работы вектора $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ необходимо нормировать. Далее будем полагать, что вектора $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ — нормированные, т.е. $|\vec{\tau}_1| = |\vec{\tau}_2| = 1$, и будем называть их ортами.

На поверхности зеркала должны выполняться следующие граничные условия для тангенциальных компонент напряженности электрического поля:

$$\begin{aligned} &E_{\tau 1}^{\text{пад}} + E_{\tau 1} = 0, \\ &E_{\tau 2}^{\text{пад}} + E_{\tau 2} = 0, \end{aligned} \qquad (6)$$

где $E_{\tau 1}^{\text{пад}}$ и $E_{\tau 2}^{\text{пад}}$ — проекции вектора напряжённости электрического поля падающей волны на орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ на поверхности зеркала соответственно. Подставим граничные условия (6) в (1) и получим следующие скалярные выражения:

$$\begin{aligned} -i\omega\varepsilon_0 E_{\tau 1}^{\text{пад}} &= k^2 A_{\tau 1} + \operatorname{grad}_{\tau 1}\operatorname{div}\vec{A}, \\ -i\omega\varepsilon_0 E_{\tau 2}^{\text{пад}} &= k^2 A_{\tau 2} + \operatorname{grad}_{\tau 2}\operatorname{div}\vec{A}. \end{aligned} \qquad (7)$$

где

$A_{\tau 1}$ и $A_{\tau 1}$ — проекции векторного электродинамического потенциала на орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ на поверхности зеркала соответственно,

$$A_{\tau 1} = \iint_S \eta_{\tau 1}(x',y')G\left(x,y,z(x,y);x',y',z'(x',y')\right)\times \times\sqrt{1+\left(\frac{\partial z'}{\partial x'}\right)^2+\left(\frac{\partial z'}{\partial y'}\right)^2}\,dx'dy',$$

$$A_{\tau 2} = \iint_S \eta_{\tau 2}(x',y')G\left(x,y,z(x,y);x',y',z'(x',y')\right)\times \times\sqrt{1+\left(\frac{\partial z'}{\partial x'}\right)^2+\left(\frac{\partial z'}{\partial y'}\right)^2}\,dx'dy' \qquad (8)$$

где $\eta_{\tau 1}$ и $\eta_{\tau 2}$ — проекции вектора поверхностной плотности тока $\vec{\eta}$ на зеркале на орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ соответственно. Поверхностная плотность тока на зеркале будет иметь лишь эти компоненты.

$\mathrm{grad}_{\tau 1}\,\mathrm{div}\vec{A}$ и $\mathrm{grad}_{\tau 1}\,\mathrm{div}\vec{A}$ — проекции вектора $\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}$ на орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ на поверхности зеркала соответственно.

Для определения $\mathrm{div}\vec{A}$ запишем составляющие вектора $\vec{A}$ в декартовой системе координат. Так как $\vec{A} = \vec{A}_{\tau 1} + \vec{A}_{\tau 2}$, то можно записать

$$
\begin{aligned}
A_x &= \tau_{1x} A_{\tau 1} + \tau_{2x} A_{\tau 2},\\
A_y &= \tau_{1y} A_{\tau 1} + \tau_{2y} A_{\tau 2},\\
A_z &= \tau_{1z} A_{\tau 1} + \tau_{2z} A_{\tau 2},
\end{aligned}
\tag{9}
$$

где A_x, A_y, A_z — *x*, *y*, *z* составляющие вектора $\vec{A}$,

$\{\tau_{1x}, \tau_{1y}, \tau_{1z}\}$ и $\{\tau_{2x}, \tau_{2y}, \tau_{2z}\}$ — *x*, *y*, *z* составляющие ортов $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ соответственно.

Теперь для определения $\mathrm{div}\vec{A}$ можно применить известную формулу. Нетрудно показать, что вектор $\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}$ в декартовой системе координат будет иметь следующие составляющие:

$$
\begin{aligned}
\left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_x &= \frac{\partial\,\mathrm{div}\vec{A}}{\partial x},\\
\left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_y &= \frac{\partial\,\mathrm{div}\vec{A}}{\partial y},\\
\left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_z &= \frac{\partial\,\mathrm{div}\vec{A}}{\partial z}.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

Теперь найдем проекции вектора $\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}$ на орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$.

$$
\begin{aligned}
&\mathrm{grad}_{\tau 1}\,\mathrm{div}\vec{A} = \left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_x \tau_{1x} +\\
&\left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_y \tau_{1y} + \left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_z \tau_{1z},\\
&\mathrm{grad}_{\tau 2}\,\mathrm{div}\vec{A} = \left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_x \tau_{2x} +\\
&\left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_y \tau_{2y} + \left(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\vec{A}\right)_z \tau_{2z}.
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Подставив выражения (11) в (7) с учетом (10), (9) и (8), выполнив в них дифференцирование и выделив особенности в ядрах, получим систему гиперсингулярных интегральных уравнений относительно неизвестных составляющих функции распределения поверхностной плотности тока $\eta_{\tau 1}(x',y')$ и $\eta_{\tau 2}(x',y')$.

2. Распределение поверхностной плотности в прямоугольной зеркальной антенне

Рассмотрим для примера зеркальную антенну с прямоугольным зеркалом (рис. 2).

В данном случае орты $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ будут совпадать с координатными ортами $\vec{x}$ и $\vec{y}$. Уравнение плоскости $z = 0$. Тогда можно записать

$$
\begin{aligned}
-i\omega\varepsilon_0 E_x^{\text{пад}} &= k^2 A_x + \mathrm{grad}_x\,\mathrm{div}\vec{A},\\
-i\omega\varepsilon_0 E_y^{\text{пад}} &= k^2 A_y + \mathrm{grad}_x\,\mathrm{div}\vec{A},
\end{aligned}
\tag{12}
$$

где

$$
\begin{aligned}
A_x &= \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y')\,G(x,y,z;x',y')\,dx'dy',\\
A_y &= \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_y(x',y')\,G(x,y,z;x',y')\,dx'dy',
\end{aligned}
\tag{13}
$$

где $\eta_x(x',y')$, $\eta_y(x',y')$ — *x* и *y* составляющие поверхностной плотности тока, протекающего по зеркалу соответственно.

$$
G(x,y,z,x',y',z') = \frac{\exp\left\{-ik\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\right\}}{4\pi\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}}
\tag{14}
$$

Запишем граничные условия на поверхности металла.

$$
E_{x,y} + E_{x,y}^{\text{пад}} = 0,
\tag{15}
$$

$E_{x,y}^{\text{пад}}$ — *x* и *y* составляющие напряженности падающей волны. Они определяются типом выбранного облучателя. В общем случае эти может быть любой облучатель: элементарный электрический излучатель ЭЭИ (диполь Герца), элементарный магнитный излучатель ЭМИ, открытый конец прямоугольного волновода и т.д.

Запишем выражение (15) по-другому

$$-E_{x,y}^{\text{пад}} = E_{x,y}. \qquad (16)$$

С учетом (16) выражение (12) можно записать в виде

$$-i\omega\varepsilon_0 E_{x,y}^{\text{пад}} = k^2 A_{x,y} + \text{grad}_{x,y} \operatorname{div} \vec{A}. \qquad (17)$$

Расписав выражение для градиента и дивергенции в декартовой системе координат получаем следующие выражения

$$\begin{aligned} -i\omega\varepsilon_0 E_x^{\text{пад}} &= k^2 A_x + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y \partial x}, \\ -i\omega\varepsilon_0 E_y^{\text{пад}} &= k^2 A_y + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \qquad (18)$$

Подставляя выражения (13) в (18) получаем систему интегральных уравнений относительно неизвестных функций $\eta_x(x', y')$ и $\eta_y(x', y')$

$$-i\omega\varepsilon_0 E_x^{\text{ïàä}} = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \times \qquad (19)$$

$$\times \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y') G(x,y;x',y') dx'dy' +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_y(x',y') G(x,y;x',y') dx'dy',$$

$$-i\omega\varepsilon_0 E_y^{\text{ïàä}} = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \times$$

$$\times \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_y(x',y') G(x,y;x',y') dx'dy' + \qquad (20)$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y') G(x,y;x',y') dx'dy'.$$

В таком виде эти уравнения решать нельзя, так как их ядра содержат особенность. Нетрудно показать, что функция Грина (14) при $x \to x'$ и $y \to y'$ ведет себя как

$$G(x,y;x',y') \xrightarrow[x' \to x,\, y' \to y]{} G_0(x,y;x',y') = \frac{1}{4\pi\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}}. \qquad (21)$$

Далее покажем преобразования только для уравнения (19), так как для уравнения (20) они будут аналогичны. Для того чтобы избавиться от особенности, выполним следующее преобразование. Прибавим и вычтем (21) в ядре (19).

$$-i\omega\varepsilon_0 E_x^{\text{ïàä}} = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \times$$

$$\times \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y') \begin{bmatrix} G(x,y;x',y') - \\ G_0(x,y;x',y') \end{bmatrix} dx'dy' +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_y(x',y') \begin{bmatrix} G(x,y,z;x',y') - \\ G_0(x,y;x',y') \end{bmatrix} dx'dy' +$$

$$+ k^2 \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y') G_0(x,y;x',y') dx'dy' +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_x(x',y') G_0(x,y;x',y') dx'dy' +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b} \eta_y(x',y') G_0(x,y;x',y') dx'dy'. \qquad (22)$$

Для того чтобы применить какой-либо из проекционных методов решения интегральных уравнений к (22) необходимо сначала интегралы с сингулярными ядрами $G_0(x, y; x', y')$ представить в виде сумм по квадратурным формулам метода дискретных вихрей [15]. Аналогично преобразовывается уравнение (20). Решать полученную систему можно либо методом моментов либо методом коллокации. В качестве точек коллокации необходимо брать гауссовы узлы. Для примера рассмотрим возбуждение зеркала диполем Герца. При расчете предполагалось, что диполь расположен параллельно оси *OX*. Напряженность электрического поля, возбуждаемого электрическим диполем, задавалось выражением [16]

$$E_x^{\text{пад}}(x,y) = \frac{iI_0 Z_{\text{с}}}{2} \left(\frac{l_{\text{д}}}{\lambda}\right) \frac{\exp\{-ikR_{\text{д}}\}}{R_{\text{д}}}, \qquad (23)$$

где $R_{\text{д}} = \sqrt{d^2 + x^2 + y^2}$ — расстояние от диполя до точки на зеркале с координатами (x,y); I_0 — амплитуда тока, протекающего по диполю, $l_{\text{д}}$ — длина диполя, $Z_{\text{с}} = 120\pi$ Ом — характеристическое сопротивление воздуха. На рис. 3 представлены сечения графика распределения величины

$\left|\vec{\eta}(x,y)\right|\cdot a$ (а — плоскостью $y=0$, б — плоскостью $x=0$) для случая: $d=10\lambda$, $l_д/\lambda=0.01$, $I_0=1$ А, $a=5\lambda$, $b=5\lambda$.

Предложенную методику несложно обобщить на зеркала более сложной формы (параболический цилиндр, параболоид вращения, гиперболоид и т.д.). Также можно учитывать погрешности изготовления зеркала – неровности, шероховатость поверхности и т.д. Это позволит более точно проектировать зеркальные антенны и значительно сократить материальные затраты на экспериментальную доработку конструкции антенны.

Библиографический список

1. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. Изд. 2-ое, доп. и перераб. – М.: Сов. радио, 1974. – 536 с.
2. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. Учебное пособие для вузов. – М.: Сов. радио, 1974. – 368 с.
3. Бахрах Л.Д., Галимов Г.К. Сканирующие зеркальные антенны. – М.: Сов. радио, 1980. – 294 с.
4. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1974. – 440 с.
5. Неганов В.А. Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики. – М.: Сайнс-Пресс, 2008. – 450 с.
6. Неганов В.А., Осипов О.В., Раевский С.Б., Яровой Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник / Под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. Изд. 4-ое, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2009. – 774 с.
7. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн. Учебное пособие для вузов / Под ред. В.А. Неганова. – М.: Радио и связь, 2002.
8. Неганов В.А. Сингулярные интегральные представления электромагнтного поля электрического вибратора в его ближней зоне // Доклады Академии Наук. – 2004. – № 5. – С. 617-619.
9. Неганов В.А. Самосогласованный метод расчета электромагнитных полей в ближних зонах излучающих структур, описываемых координатными поверхностями // Доклады Академии Наук. – 2006. – Т. 408. – № 5. – С. 234-237.
10. Неганов В.А., Клюев Д.С. Сингулярное интегральное уравнение с ядром Гильберта в теории узкой круговой полосковой антенны // Доклады Академии Наук. – 2006. – Вып. 407. – №. 3, – С. 329-331.
11. Неганов В.А., Табаков Д.П. Применение сингулярных интегральных уравнений для электродинамического анализа плоской кольцевой антенны // Антенны. – 2008. – № 10(137). – С. 25-33.
12. Неганов В.А., Клюев Д.С., Соколова Ю.В. Метод расчета входного сопротивления микрополоскового электрического вибратора // Известия вузов. Радиофизика. – 2008. – Т. LI. – № 12. – С. 257-269.
13. Неганов В.А. Табаков Д.П. Самосогласованный электродинамический анализ цилиндрической спиральной антенны // Антенны. – 2009. – (в печати).
14. Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Г.П. Современная теория и практические применения антенн / Под ред. В.А. Неганова. – М.: Радиотехника, 2009. – 785 с. (в печати).
15. Лифанов И.К. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. – М.: Янус, 1995. – 520 с.
16. Г.Т. Марков, Д.М. Сазонов Антенны: Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.

References

1. Drabkin A.L., Zuzenko V. L, Кislov A.G. Antenna-feeder device. Rev. 2nd, edited. and the revised. - M: Owls. A wireless, 1974. - 536 p.

2. Lavrov A.S., 's Butchers. The manual for high schools. - M: Owls. A wireless, 1974. - 368 p.

3. Bahrah L.D., Galimov G. K. Scanning reflector aerials. - M: Owls. A wireless, 1980. - 294 p.

4. Fradin A.Z. Antenna-feeder device. - M: Connection, 1974. - 440 p.

5. Neganov V. A. Physical regularisation of aberrant problems of an electrodynamics. - M: the Sajns-press, 2008. - 450 p.

6. Neganov V. A, Osipov O. V, Raevskij S.B., Spring G.P. Elektrodinamical and a wave propagation: the Textbook / Under the editorship of V.A. Neganova and S.B. Raevsky. Rev. 4th, edited and the revised. - M: Radiotechnics, 2009. - 774 p.

7. Neganov V. A, Nefedov E.I., Spring G.P. Elektrodinamic design techniques of devices of a very high frequency and aerials. The manual 4 high schools / Under the editorship of V.A. Neganova. - M: the Wireless and connection, 2002.

8. Neganov V. A. A singular integral representation of electromagnetic fields of the electrical dipole in its near-field region//Reports of Academy of sciences. - 2004. - № 5. - p. 617-619.

9. Neganov V. A. A self-consistent method of calculation of electromagnetic fields in near-field regions of the raying frames presented by XY surfaces//Reports of Academy of sciences. - 2006. - permanently delete. 408. - № 5. - p. 234-237.

10. Neganov V. A, Kluyev D.S. Singular an integral equation W a nucleus of Hilbert in theory the narrow circle strip aerial//Reports of Academy of sciences. - 2006. - Вып. 407. - №. 3, - p. 329-331.

11. Neganov V. A, D.P. Application's tobaccoes of singular integral equations 4 electrodynamic analysis of a plane circular antenna//Aerials. - 2008. - № 10 (137). - p. 25-33.

12. Neganov V. A, Kluyev D.S., Sokolov JU.V. Method of an input resistance of the microstrip electrical dipole//Informations of high schools. Radio physics. - 2008. - LI. - № 12. - p. 257-269.

13. Neganov V. A. D.P. Self-consistent tobaccoes electrodynamic analysis of the cylindrical helical aerial//Aerials. - 2009. - (In printing).

14. Neganov V. A, Tabakov D.P., Spring G.P. Modern theory and operational uses of aerials / Under the editorship of V.A.Neganova. - M: Radiotechnics, 2009. - 785 p. (In printing).

15. Lifanov I.K. Method of singular integral equations and numerical experiment. - M: Janus, 1995. - 520 p.

16. G.T.Markov, D.M.Sazonov: the Textbook for students of radio trades of high schools. - M: an Energia, 1975.-528 p

METHOD OF SINGULAR INTEGRAL EQUATIONS (SIE) IN THEORY OF DISH ANTENNAS

© 2010 V.A. Negunov[1], D.S.Kluev[2], V.S.Yakunin[3]

[1,2] Volga Region State University of Telecommunications and Informatics
[3] Samara Space Centre «TsSKB-Progress»

Proposes method of calculation of dish antenna specifications by method of singular integral equation. Antenna with rectangular wing is taken as an example.

Singular integral equations, method of physical normalization, aperture method, current method, reflector antenna.

Информация об авторах

Неганов Вячеслав Александрович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой ОКиТ РТС ПГУТИ.

Клюев Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н., доцент кафедры ОКиТ РТС ПГУТИ.

Якунин Вячеслав Сергеевич, аспирант кафедры ОКиТ РТС ПГУТИ, начальник сектора ЦПОИ «Самара» ФГУП «ГНПРКЦ «ЦСКБ-Прогресс», тел. 228-91-01.

Vyacheslav A. Neganov, Doctor of Science, full professor, director of department of FCaT RTS in VRSUTI, tel. 332-58-53.

Dmitry S. Kluyev, Candidate of Science, associate professor, department of FCaT RTS in VRSUTI, tel. 332-58-53.

Vyacheslav S. Yakunin, graduate student, department of FCaT RTS in VRSUTI, Head of department in Information reception and processing centre «Samara», FSUE SRPSRC «TsSKB-Progress», tel. 228-91-01.