

## МАТРИЧНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПРОВОЛОЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

ЛУЧАНИНОВ А.И., СИНЕПУП А.В.,  
ТОКАРСКИЙ П.Л.

Предложен метод определения коэффициента поляризационных потерь системы проволочных излучателей произвольной геометрии. Он базируется на импедансном подходе, при котором мощности, излученные на волнах основной и паразитной поляризации, выражаются через токи на входах антенны и соответствующие поляризационные сопротивления излучения. С помощью метода моментов получены соотношения для расчета матриц поляризационных сопротивлений, многовходовой излучающей системы, инвариантные относительно преобразований поляризационного базиса. Приведен численный пример использования предложенного метода.

Одним из действенных способов повышения помехозащищенности и электромагнитной совместимости радиосистем является снижение уровня кроссполяризованного излучения антенн. Во многих случаях этот уровень удобно оценивать интегральным параметром – коэффициентом поляризационных потерь (КПП), который определяется как отношение  $P_c$ , излучаемой антенной на волне паразитной поляризации, к полной мощности излучения  $P_\Sigma$ :

$$\alpha_c = P_c / P_\Sigma . \quad (1)$$

Для оценки КПП обычно используют два метода, в одном из которых входящие в (1) мощности определяются с помощью интегрирования соответствующих составляющих вектора Пойнтинга [1], а другой основан на импедансном подходе [2]. Первый достаточно прост, однако имеет ряд недостатков, поскольку для большинства антенн двумерное интегрирование диаграммы направленности (ДН) приходится выполнять численными методами, что, само по себе, есть весьма трудоемкая операция. К тому же, при любых вариациях в амплитудно-фазовом распределении (АФР) возбуждения антенны, приводящих к изменению ДН, интегрирование надо выполнять заново. То же приходится делать, если возникает необходимость анализировать КПП антенны в различных поляризационных базисах. В импедансном подходе, на котором базируется второй метод расчета КПП, мощности, излучаемые антенной на волнах основной и ортогональной поляризации, выражаются через соответствующие поляризационные сопротивления излучения и токи на ее входах. Эти сопротивления для заданной излучающей системы определяются однократно и легко пересчитываются при смене поляризационного базиса, что весьма удобно для анализа и оптимизации сложных излу-

телей, сканирующих антенных решеток, а также антенн, работающих на волнах нескольких поляризации. Ниже предлагается основанный на этом подходе матричный метод анализа КПП проволочных излучателей произвольной геометрии.

Рассмотрим произвольную излучающую систему (ИС), имеющую  $N$  входов. Ее поле в дальней зоне запишем в виде суммы

$$\vec{E}(R, \theta, \varphi) = \frac{Z_0}{2} \frac{e^{-j\beta R}}{R} \sum_{n=1}^N I_n \vec{f}_n^p(\theta, \varphi),$$

где  $(R, \theta, \varphi)$  – координаты точки наблюдения;  $I_n$  – амплитуда тока на  $n$ -м входе;  $\vec{f}_n^p(\theta, \varphi)$  – векторная диаграмма направленности ИС при возбуждении ее  $n$ -го входа, в то время как на остальных входах поддерживается режим холостого хода;  $Z_0$  – характеристическое сопротивление свободного пространства;  $\beta = 2\pi/\lambda$  – фазовая постоянная;  $l$  – длина волны в свободном пространстве. Будем считать, что параметры ИС определены, если известны ДН  $\vec{f}_n^p(\theta, \varphi)$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ), а также матрица импедансов  $\mathbf{Z} = \mathbf{R}_\Sigma + \mathbf{R}_d + j\mathbf{X}$ , включающая в себя матрицы сопротивлений излучения  $\mathbf{R}_\Sigma$ , сопротивлений потерь  $\mathbf{R}_d$  и реактивных сопротивлений  $\mathbf{X}$  относительно входов ИС. Для анализа параметров последней выберем некий произвольный ортогональный поляризационный базис, который будем характеризовать ортами  $(\vec{b}^o, \vec{e}^o)$ . Поле излучения и векторные ДН антенны в этом базисе имеют вид  $\vec{E} = \vec{b}^o E_b + \vec{e}^o E_c$ ,  $\vec{f}(\theta, \varphi) = \vec{b}^o f_b(\theta, \varphi) + \vec{e}^o f_c(\theta, \varphi)$ . Компоненты поля  $E_b$  и  $E_c$  ортогональны в пространстве, поэтому мощности  $P_b$  и  $P_c$ , переносимые ими, независимы, а их сумма составляет полную мощность излучения антенны  $P_\Sigma = P_b + P_c$ . Импедансный подход позволяет выразить эти мощности через эрмитовы формы [2]:

$$P_b = \langle I^* \mathbf{R}^{bb} I \rangle \quad \text{и} \quad P_c = \langle I^* \mathbf{R}^{cc} I \rangle , \quad (2)$$

$$\text{где} \quad \mathbf{R}^{bb} + \mathbf{R}^{cc} = \mathbf{R}_\Sigma ; \quad (3)$$

$I$  – матрица-столбец, задающая распределение токов на входах ИС  $\langle I^* \mathbf{R}^{bb} I \rangle$  – матрица-строка, комплексно сопряженная с  $I$ ;  $\mathbf{R}^{bb}$  и  $\mathbf{R}^{cc}$  – матрицы поляризационных сопротивлений, каждый из элементов которых есть мера неортогональности соответствующих составляющих  $m$ -й и  $n$ -й ДН ИС:

$$R_{mn}^{bc} = \frac{Z_0}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (f_m^b(\theta, \varphi))^* f_n^c(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi . \quad (4)$$

При переходе от одного базиса к другому функции, входящие под знак интеграла, будут изменяться. Однако из этого не следует, что для определения поляризационных сопротивлений в новом базисе возникает потребность в повторении опера-

ции интегрирования с уже измененными функциями, поскольку с помощью соотношений, приведенных в [2], их можно достаточно просто перевести в другой базис. Таким образом, вычислив из (4) поляризационные сопротивления, с помощью соотношений (1) и (2) нетрудно определить КПП ИС при заданном АФР токов на ее входах.

Теперь для определенности положим, что излучающая система представляет собой тонкопроволочную структуру известной нам геометрии. Выполним ее анализ с помощью метода моментов, для чего представим неизвестное распределение тока вдоль проводников в виде суммы конечного числа кусочно-синусоидальных пробных функций (разложение Ричмонда) [3]. Такой подход эквивалентен обобщенному методу наведенных ЭДС [4], где все пробные функции можно интерпретировать как независимые элементарные вибраторы (ЭВ) с синусоидальным распределением тока. При этом напряжения  $\vec{U}_m$  и токи  $\vec{I}_m$  на их клеммах связаны между собой системой уравнений Кирхгофа, которую мы представим в матричной форме

$$\vec{U} = \vec{Z} \vec{I},$$

где  $\vec{Z}$  – матрица обобщенных импедансов, описывающая взаимодействие ЭВ в излучающей системе. Запишем последнее уравнение в блочном виде так, чтобы в блоках с индексами  $\alpha$  и  $\beta$  были сгруппированы величины, относящиеся к ЭВ, клеммы которых совпадают с реальными входами ИС, а именно:

$$\begin{pmatrix} \vec{U}_\alpha \\ \vec{U}_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{Z}_{\alpha\alpha} & \vec{Z}_{\alpha\beta} \\ \vec{Z}_{\beta\alpha} & \vec{Z}_{\beta\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{I}_\alpha \\ \vec{I}_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{R}_{\Sigma\alpha\alpha} & \vec{R}_{\Sigma\alpha\beta} \\ \vec{R}_{\Sigma\beta\alpha} & \vec{R}_{\Sigma\beta\beta} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \vec{R}_{d\alpha\alpha} & \vec{R}_{d\alpha\beta} \\ \vec{R}_{d\beta\alpha} & \vec{R}_{d\beta\beta} \end{pmatrix} + j \begin{pmatrix} \vec{X}_{\alpha\alpha} & \vec{X}_{\alpha\beta} \\ \vec{X}_{\beta\alpha} & \vec{X}_{\beta\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{I}_\alpha \\ \vec{I}_\beta \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Если известны матрицы сопротивлений, входящие в равенство (5), параметры ИС относительно ее входов могут быть определены из следующих соотношений [5]:

а) матрица импедансов

$$\mathbf{Z} = \vec{Z}_{\alpha\alpha} + \vec{Z}_{\alpha\beta} \mathbf{H}; \quad (6)$$

б) матрица сопротивлений потерь

$$\mathbf{R}_d = \vec{R}_{d\alpha\alpha} + \vec{R}_{d\alpha\beta} \mathbf{H} + \mathbf{H}_t^* \vec{R}_{d\beta\alpha} + \mathbf{H}_t^* \vec{R}_{d\beta\beta} \mathbf{H}; \quad (7)$$

в) матрица сопротивлений излучения

$$\mathbf{R}_\Sigma = \vec{R}_{\Sigma\alpha\alpha} + \vec{R}_{\Sigma\alpha\beta} \mathbf{H} + \mathbf{H}_t^* \vec{R}_{\Sigma\beta\alpha} + \mathbf{H}_t^* \vec{R}_{\Sigma\beta\beta} \mathbf{H}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{H} = -\vec{Z}_{\beta\beta}^{-1} \vec{Z}_{\beta\alpha}$ .

Теперь найдем матрицы  $\mathbf{R}^{bb}$  и  $\mathbf{R}^{cc}$ , описывающие поляризационные сопротивления на входах ИС. Для этого обобщенную матрицу сопротивлений излучения ИС по аналогии с (3) запишем в виде суммы двух слагаемых:

$$\vec{R}_\Sigma = \vec{R}^{bb} + \vec{R}^{cc}, \quad (9)$$

блоки которых подставим в (8) и затем, используя свойство независимости мощностей  $P_b$  и  $P_c$ , разобьем полученное выражение на отдельные равенства, которые и дадут искомые соотношения:



(10)

Особо подчеркнем следующее обстоятельство: при определении всех матриц в (10) участвует одна и та же вычислительная процедура, ранее уже используемая в (7) и (8), что существенно упрощает расчеты.

Соотношения (1), (2) и (5)–(10) позволяют определять КПП любой проволочной ИС заданной геометрии при известном АФР токов на ее входах, что решает поставленную задачу в общем виде.

На основе изложенной методики разработан алгоритм расчета КПП ИС произвольной геометрии, где последняя моделируется соединением прямолинейных тонкопроволочных сегментов. При этом элементы матрицы  $\vec{Z}$  обобщенных импедансов ИС (5) рассчитываются с помощью соотношений, приведенных в [6]. Сопротивления излучения  $R_{mn}^{bb}$ ,  $R_{mn}^{cc}$  и  $R_{mn}^{bc}$  ЭВ определяются в линейном поляризационном

базисе  $(\hat{\rho}^o, \hat{\phi}^o)$  с помощью приближенной методики, изложенной в [7]. Переход в иной ортогональный базис, если в нем необходимо представить параметры конкретной исследуемой антенны, осуществляется на конечном этапе расчета с использованием известных матричных соотношений [2]. Данный алгоритм реализован в виде пакета прикладных программ для персонального компьютера. При его создании в основу положена программа WIRE [8], разработанная ранее и успешно используемая для расчета характеристик проволочных излучателей и решеток.

В качестве примера применения изложенной методики приведем результаты расчета КПП двух цилиндрических регулярных спиральных антенн – одно- и двухзаходной, эскизы которых схематически показаны на рис. 1, а, б.

Основным элементом обеих антенн является спираль из 4-х витков тонкого провода диаметром  $2a_0$ ,

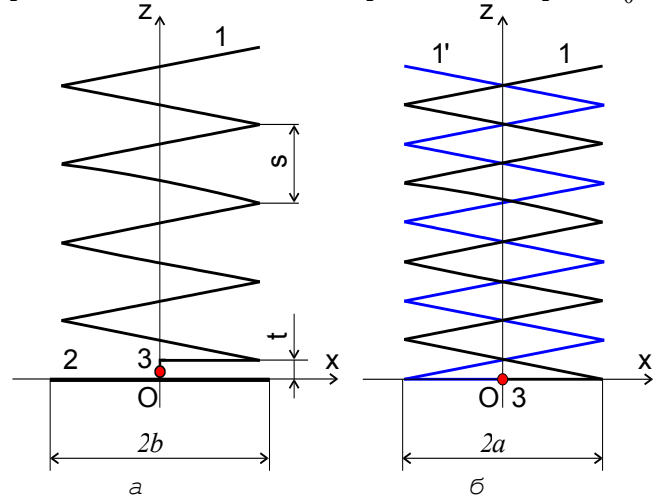
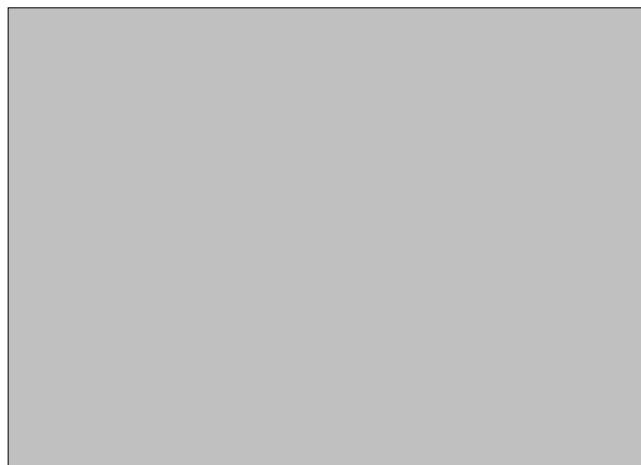
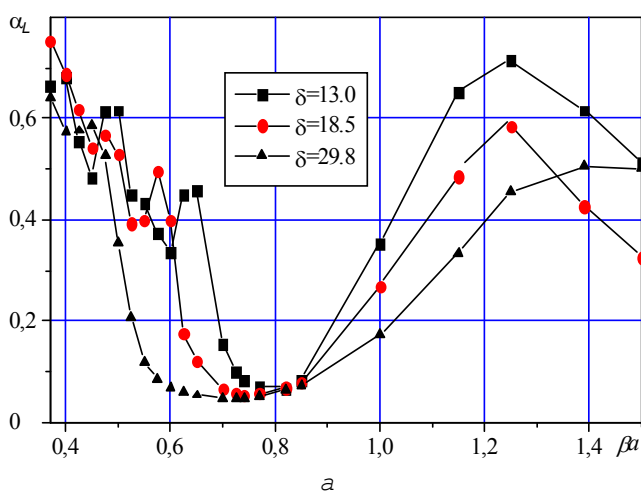


Рис. 1. Эскизы спиральных антенн: а – однозаходной; б – двухзаходной

намотанного на цилиндрической поверхности радиусом  $a$  ( $a_0/a = 0,072$ ) с шагом  $s$ . В однозаходной антенне спираль 1 служит одним ее плечом, а функции второго выполняет экран в виде тонкого диска 2 (рис.1, а) диаметром  $2b$  ( $b/a = 1,19$ ). Нижний конец спирали, поднятый над экраном на высоту  $t$  ( $t/a = 0,314$ ), соединен с центром диска с помощью Г-образного проводника, в вертикальной части которого имеется рассечка 3, которая служит входом антенны. При расчетах металлический диск заменяли проволочной моделью, состоящей из семи радиальных и двух concentрических проводов, соединенных между собой в точках пересечений. В двухзаходной антенне используются две такие спирали 1 и 1' (рис.1, б), повернутые относительно друг друга вокруг их общей оси на угол  $\pi$ . Нижние концы спиралей соединены со входом антенны 3 двумя отрезками радиальных проводов. На рис. 2 представлены рас-



б

Рис. 2. Зависимости КПП цилиндрических спиральных антенн от нормированного радиуса  $\beta a$  и угла намотки  $\delta$ : а – однозаходной; б – двухзаходной

считанные в базе круговой поляризации зависимости КПП описанных антенн от нормированного радиуса цилиндра  $\beta a$  при различных углах намотки спирали  $\delta = \arctg(s/2\pi a)$ .

Из рис. 2 следует, что невысокий уровень поляризационных потерь ( $\alpha < 0,2$ ) в каждой из антенн соответствует такому диапазону изменения  $\beta a$ , при котором в спирали существует волна одного типа  $T_1$  [9], обеспечивающая излучение поля круговой поляризации вдоль ее оси. Характер изменения КПП зависит также и от угла намотки спиралей. Так, с увеличением  $\delta$  от 10 до 30° минимальное значение  $\alpha$  для обеих антенн снижается. В однозаходной антенне при этом расширяется диапазон значений  $\beta a$ , в котором значение КПП не превышает порог 0,2, а в двухзаходной его ширина остается практически без изменения. Рассчитанные с использованием предлагаемого метода зависимости имеют полную корреляцию с теорией спиральных антенн [9], что убедительно свидетельствует о достоверности предлагаемого здесь метода и возможности применения его для анализа поляризационных потерь проволочных антенн произвольной конфигурации.

**Литература:** 1. Панченко Б.А., Ошивалов В.Д. Поляризационные потери турникетных вибраторов // Радиотехника. 1987. Вып. 5. С.62-63. 2. Токарский П.Л. Импедансный подход к анализу поляризационных потерь в антенных решетках // Радиотехника и электрон. 1992. Т.37. №8. С.1388-1395. 3. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р.Митры. М.: Мир, 1987. 528 с. 4. Коротковолновые антенны / Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др. М.: Радио и связь. 1985. 536 с. 5. Лучанинов А.И., Токарский П.Л. Определение параметров системы излучателей для матричного описания антенной решетки // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1983. Т.26, №8. С. 87-89. 6. Лавров Г.А. Взаимное влияние линейных вибраторных антенн. М.: Связь, 1975. 128 с. 7. Токарский П.Л., Синепуп А.В. Приближенный расчет поляризационных сопротивлений излучения вибраторов // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С.14-23. 8. Лучанинов А.И. Анализ проволочных антенн произвольной конфигурации // Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ. М.: Связь, 1990. С. 12-13. 9. Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н. Спиральные антенны. М.: Сов.радио, 1974. 224 с.

Поступила в редколлегию 25.02.98

**Лучанинов Анатолий Иванович**, д-р физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры ОРТ ХТУРЭ. Научные интересы: вычислительные методы электродинамики, проволочные антенны, антенны с нелинейными элементами. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 409 430, (0572) 214 313.

**Синепуп Андрей Викторович**, аспирант кафедры ОРТ ХТУРЭ. Научные интересы: поляризационные свойства антенн, синтез антенн. Адрес: 310201, Украина, Харьков, пр. Победы, 57Б, кв. 52, тел. (0572) 409 430.

**Токарский Петр Львович**, канд. техн. наук, доцент кафедры ОРТ ХТУРЭ. Научные интересы: вычислительные методы в электродинамике, теория антенных решеток. Адрес: 310045, Украина, Харьков, ул. Тобольская, 41А, кв. 31, тел. (0572) 409 430.