

Физика волновых процессов и радиотехнические системы

УДК 537.86 + 621.396.67
DOI 10.18469/1810-3189.2019.22.4.7-19

Дата поступления: 12.11.2019
Дата принятия: 04.12.2019

Методы решения некорректных задач электродинамического анализа излучающих структур на основе киральных метаматериалов

А.Л. Бузов¹, Д.С. Ключев², М.С. Курушкин³,
А.М. Нещерет¹, Т.О. Усатенко⁴, В.А. Кабанов²

¹ АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»
443022, Российская Федерация, г. Самара
пр. Кирова, 26

² Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Российская Федерация, г. Самара
ул. Л. Толстого, 23

³ Военная академия Ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого
143900, Российская Федерация, Московская обл., г. Балашиха
ул. Карбышева, 8

⁴ Военный учебный центр при Московском авиационном институте (национальном исследовательском университете)
125993, Российская Федерация, г. Москва
Волоколамское шоссе, 4

Настоящая статья посвящена вопросам разработки корректных методов электродинамического анализа одиночных и многоэлементных излучающих структур с подложками из киральных метаматериалов. Предложен подход к электродинамическому анализу таких антенн на основе метода сингулярных интегральных представлений поля и метода поверхностных импедансов. Получена система сингулярных интегральных уравнений относительно неизвестных функций распределения плотности токов по излучателям. Выполнена апробация предложенного метода на примере решения тестовой задачи с использованием программного комплекса Feko. Показаны перспективы использования таких излучающих структур в системах ММО, позволяющих увеличить их эффективность, в частности повысить пропускную способность. Представлен также эффект азимутального рассеяния электромагнитных волн, который может найти применение при создании низкопрофильных антенн абонентских станций радиосвязи, установленных на подвижных объектах.

Ключевые слова: метаматериал, киральная среда, излучающая структура, сингулярное интегральное уравнение, сходимость, корректная математическая задача.

Введение

Задачи совершенствования электрических и массогабаритных характеристик антенн, с одной стороны, являются особенно важными и актуальными в настоящее время, поскольку в современной радиотехнике зачастую самым габаритным элементом является именно антенна. С другой стороны, помимо требований к массогабаритным характеристикам, имеют место достаточно жесткие требования по назначению, характеризующие излучающую (принимающую) способность антенны. Перспективным направлением в антенной технике являются антенны в микрополосковом исполнении, которые в некоторой степени способны удовлетворять нынешним требованиям [1–7].

Вместе с тем традиционные подходы к созданию микрополосковых антенн уже практически достигли своего предела относительно дальней-

шего улучшения их электрических и массогабаритных характеристик, поэтому поиск новых технических решений подобных антенн в последнее время существенно активизировался. Весьма перспективным подходом к дальнейшему улучшению электрических и массогабаритных характеристик микрополосковых антенн является применение в их конструкции искусственных композитных материалов, обладающих, как правило, дисперсией, и получивших в литературе название метаматериалов [8; 9].

Как показывают результаты исследований, применение метаматериалов в антенной технике позволяет существенно улучшить их характеристики [10], в частности компенсировать реактивность электрически малых антенн [11], значительно повысить направленные свойства [12; 13], улучшить согласование, уменьшить взаимное влияние между

излучателями при обеспечении ЭМС [14], а также в антенных решетках систем ММО [15; 16] и т. д.

В работах [17; 18] рассматриваются вопросы согласования антенны с фидерным трактом, а также влияние такой подложки на резонансную частоту. В работе [19] рассматривается многослойная структура на основе метаматериалом при треугольной и прямоугольной формах излучателя. В [20] приведено исследование микрополосковой антенны с подложкой из метаматериала для круглого излучателя, а в [21] – для кольцевого излучателя. В данных работах показано, что применение подложки из метаматериала в целом позволяет улучшить характеристики антенны. В работе [22] Д.М. Позар отметил, что гораздо больший эффект с точки зрения улучшения характеристик антенн позволяют получить более сложные метаматериалы – бианизотропные и биизотропные среды.

Именно к данным средам относятся киральные метаматериалы, представляющие собой диэлектрический контейнер, в котором равномерно расположены проводящие элементы зеркально-асимметричной формы (спирали, S-элементы и т. д.). Одной из первых работ, посвященных исследованию антенн на основе киральных метаматериалов, были [23; 24], появившиеся в 1988–1989 гг.

На данный момент существует достаточно много исследований, посвященных исследованию характеристик микрополосковых антенн и резонаторов на основе киральных метаматериалов. Так, например, в [25] показан эффект вращения плоскости поляризации при падении волны на киральную структуру, в [26] – появление ТЕ / ТМ-волн связи, эффект кросс-поляризации, в [27] – эффект так называемой «медленной» резонансной частоты, в [28] – антенны поверхностной волны. В [29–35] показано, что имеет место увеличение коэффициента усиления, повышение развязок между излучателями антенной решетки, а также уменьшение габаритов за счет компенсации реактивной составляющей входного сопротивления. В [32] доказано, что использование таких подложек позволяет менять резонансную частоту антенны, а также изменять ширину рабочей полосы. Кроме того, использование киральных подложек повышает эффективность излучения путем снижения поверхностных волн [36; 37]. В [38] рассматривается прямоугольный микрополосковый излучатель, расположенный между двумя слоями – суперстрат и сабстрат. В работе [39] исследуется микрополо-

сковая антенна с прямоугольным излучателем. Приведены зависимости резонансной частоты, ширины полосы, а также входного сопротивления. Показано, что параметры антенны связаны со свойством киральности. Предсказана анизотропия взаимности такой среды.

В ряде вышеприведенных работ задача анализа микрополосковой антенны с киральной подложкой сводится к решению интегральных уравнений Фредгольма первого рода, которые относятся к классу некорректных математических задач в смысле Адамара, в свою очередь, приводящих к неустойчивым решениям. Другой подход, связанный с использованием программных комплексов электродинамического моделирования, таких как Feko, HFSS, CST Studio и т. п., в силу закрытого содержания затрудняет оценку полученных с их помощью результатов. Кроме того, такой подход требует достаточно больших вычислительных ресурсов.

Данная работа посвящена электродинамическому анализу микрополосковых антенн с подложкой из кирального метаматериала методом сингулярных интегральных представлений (СИП). Суть данного метода заключается в получении СИП электромагнитного поля, которое при подстановке в него граничных условий на излучающей поверхности переходит в сингулярное интегральное уравнение (СИУ), численное решение которого является корректной математической задачей. Ввиду того что аппроксимируется только часть неизвестной функции, описывающей распределение плотности тока на излучателе (остальная вычисляется аналитически), данный метод не требует больших вычислительных ресурсов.

1. Постановка задачи. Метод поверхностных импедансов

Рассмотрим излучающую структуру (ИС), у которой подложка выполнена из кирального метаматериала толщиной d и металлизирована с нижней стороны (рис. 1). Макроскопические параметры киральной подложки при этом равны ϵ_1 , μ_1 и χ , где ϵ_1 , μ_1 – относительные диэлектрические и магнитные проницаемости, а χ – параметр киральности, физический смысл которого заключается в определении степени взаимосвязи процессов магнитной и электрической поляризации в среде. На данной подложке расположен бесконечно тонкий и идеально проводящий прямоугольный симметричный излучатель длиной $2l$ и

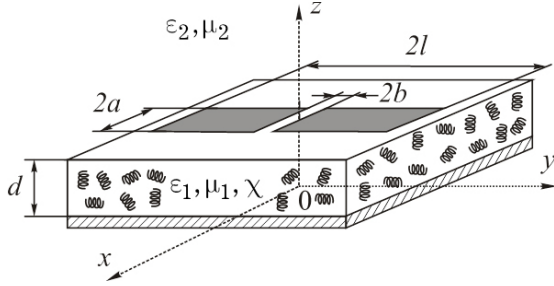


Рис. 1. Структура ИС

шириной $2a$. Над излучателем находится диэлектрическое полупространство, у которого относительные диэлектрические и магнитные проницаемости равны ϵ_2, μ_2 .

Было положено, что излучатель является достаточно узким, в связи с чем поперечной составляющей поверхностной плотности тока можно пренебречь $\vec{\eta} = (0, \eta_y)$. В зазор излучателя шириной $2b$ подключен источник электродвижущей силы, обеспечивающий непрерывность функции поверхностной плотности тока в зазоре и на поверхности излучателя. Предполагалось также, что тангенциальная составляющая напряженности стороннего поля имеет лишь одну продольную компоненту $\vec{E}_\tau^{\text{ст}} = \{0, E_y^{\text{ст}}, 0\}$. Кроме того, на поверхности плоского излучателя предполагается выполнение граничных условий:

$$\begin{aligned} \eta_y(x, -l) &= \eta_y(x, +l) = 0, \\ \vec{E}_\tau(x, y) &= 0 \text{ при } x \in [-a, a], y \in [-l, -b] \cup [b, l], \\ \vec{E}_\tau(x, y) &= -\vec{E}_\tau^{\text{ст}} \text{ при } x \in [-a, a], y \in [-b, b]. \end{aligned} \quad (1)$$

Для решения задач электродинамического анализа был использован метод поверхностных импедансов. Суть этого метода заключается в определении матрицы поверхностных импедансов, связывающей Фурье-образ $\vec{T}_\tau = \{T_x, T_y\}$ тангенциальной составляющей напряженности электрического поля \vec{E}_τ с Фурье-образом $\vec{F} = \{F_x, F_y\}$ поверхностной плотности тока на излучателе $\vec{\eta}$:

$$\begin{bmatrix} T_y \\ T_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_y \\ F_x \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где Z_{ij} ($i, j = 1, 2$) – элементы матрицы поверхностных импедансов $[Z]$, которые являются функциями переменных β и h Фурье-пространства $Z_{ij} = Z_{ij}(\beta, h)$.

В связи с этим возникает необходимость разложения напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, а также поверхностной плотности тока $\vec{\eta}$ в интеграл Фурье.

Элементы матрицы поверхностных импедансов Z_{ij} ($i, j = 1, 2$) определяются через элементы матрицы поверхностных адмитансов Y_{ij} ($i, j = 1, 2$), которые, в свою очередь, определяются через элементы матрицы входных адмитансов кирального слоя (киральной подложки) $Y_{ij}^{(1)}$ ($i, j = 1, 2$) и диэлектрического полупространства $Y_{ij}^{(2)}$ ($i, j = 1, 2$). Выражение для определения элементов матрицы поверхностных адмитансов имеет следующий вид:

$$Y_{ij} = Y_{ij}^{(2)} - Y_{ij}^{(1)}, \quad (3)$$

где $Y_{ij}^{(1)}$ и $Y_{ij}^{(2)}$ ($i, j = 1, 2$) – элементы матриц входных адмитансов кирального и диэлектрического слоев соответственно.

Ниже приведено выражение для определения элементов матрицы входных адмитансов:

$$\begin{bmatrix} M_x^{(1,2)} \\ M_y^{(1,2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11}^{(1,2)} & Y_{12}^{(1,2)} \\ Y_{21}^{(1,2)} & Y_{22}^{(1,2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_y^{(1,2)} \\ T_x^{(1,2)} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $T_x^{(1)}, T_y^{(1)}, M_x^{(1)}, M_y^{(1)}$ – выражения Фурье-образов тангенциальных составляющих напряженности электрического и магнитного поля соответственно в киральном метаматериале. $T_x^{(2)}, T_y^{(2)}, M_x^{(2)}, M_y^{(2)}$ – выражения Фурье-образов тангенциальных составляющих напряженности электрического и магнитного поля соответственно в диэлектрическом полупространстве.

2. Элементы матрицы входных адмитансов кирального слоя

В большинстве случаев в основе исследований киральных сред лежит феноменологическая теория, которая предполагает использование следующих материальных уравнений [40; 41].

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon_1 \vec{E} \mp i\chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{H}; \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_1 \vec{H} \pm i\chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{E}, \end{aligned} \quad (5)$$

где ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

В данных выражениях присутствует параметр киральности χ , характеризующий степень взаимосвязи процессов электрической и магнитной поляризации в среде. Следует отметить, что здесь и далее верхние знаки в выражении (3) соответствуют киральной среде на основе «правосторонних» элементов (например, правовинтовых спиралей), а нижние знаки – киральной среде на основе «левосторонних» элементов (соответственно, левовинтовых спиралей).

В результате были получены выражения элементов матрицы входных адмитансов кирального слоя:

$$Y_{11}^{(1)}(\beta, h) = \frac{a(h) \left[i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 v^+(\beta, h) - Y_{12}^{(1)}(\beta, h) w^+(\beta, h) \right]}{\pm (\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z))},$$

$$Y_{12}^{(1)}(\beta, h) = \frac{w^-(\beta, h)}{i\omega \mu_0 \mu_1 v^-(\beta, h)};$$

$$Y_{21}^{(1)}(\beta, h) = \frac{a(h) Y_{22}^{(1)}(\beta, h)}{\mp (\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z))} w^+(\beta, h); \quad (6)$$

$$Y_{22}^{(1)}(\beta, h) = \frac{\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z)}{i\omega \mu_0 \mu_1 v^-(\beta, h) a(h)},$$

где

$$v^+(\beta, h) = -s(h) \left(\pm (\gamma_R \cos(\gamma_R z) + \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \right) + \zeta(h) \beta h (\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z));$$

$$v^-(\beta, h) = -s(h) (\gamma_R \cos(\gamma_R z) - \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \pm \zeta(h) \beta h (\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z));$$

$$w^+(\beta, h) = -\beta h \left(\pm (\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z)) \right) \mp q(h) \left(\pm (\gamma_R \cos(\gamma_R z) + \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \right);$$

$$w^-(\beta, h) = \beta h (\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z)) \pm q(h) (\gamma_R \cos(\gamma_R z) - \gamma_L \cos(\gamma_L z)).$$

Выражения для элементов матрицы входных адмитансов ($Y_{11}^{(2)}$, $Y_{12}^{(2)}$, $Y_{21}^{(2)}$, $Y_{22}^{(2)}$) диэлектрического полупространства определяются аналогичным образом и приведены в монографии [42].

3. Математическая модель излучающей структуры с киральной подложкой. Метод сингулярных интегральных представлений поля

На поверхности излучателя и киральной среды должны выполняться следующие граничные условия:

$$E_x^{(1)} = E_x^{(2)}, \quad E_y^{(1)} = E_y^{(2)}, \quad (7)$$

$$\eta_x = H_y^{(2)} - H_y^{(1)}, \quad \eta_y = H_x^{(2)} - H_x^{(1)},$$

где $E_x^{(1)}$ и $E_x^{(2)}$, $E_y^{(1)}$ и $E_y^{(2)}$ – соответственно x - и y -составляющие вектора напряженности электрического поля на границе раздела в киральной среде и в верхнем полупространстве, $H_x^{(1)}$ и $H_x^{(2)}$, $H_y^{(1)}$ и $H_y^{(2)}$ – x - и y -составляющие вектора напряженности магнитного поля на границе раздела в киральной среде и в верхнем полупространстве, η_x , η_y – x - и y -составляющие вектора плотности тока на поверхности излучателя (киральной среды).

Так как излучатель ИС является узким, то поперечная составляющая плотности тока η_x много меньше продольной η_y , поэтому определяются

лишь элемент Z_{11} , поскольку, как следует из (2), данные элементы связывают Фурье-образы продольной составляющей напряженности электрического поля с Фурье-образом продольной составляющей поверхностной плотности тока:

$$T_y = Z_{11} F_y, \quad (8)$$

Поскольку выражения (8) записаны относительно Фурье-образов, то применим к ним обратное преобразование Фурье, а также учтем то, что плотность тока равна нулю везде, кроме излучателя. В итоге получаем следующее выражение для определения напряженности поля на поверхности излучателя:

$$E_y^{ct}(x, y, d) = \int_{-a-l}^a \int_{-l}^l \eta_y(x', y') Z^\Sigma(x', y'; x, y) dx' dy', \quad (9)$$

где

$$Z^\Sigma(x', y', x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{11}(\beta, h) e^{-i\beta(x-x')} e^{-ih(y-y')} d\beta dh.$$

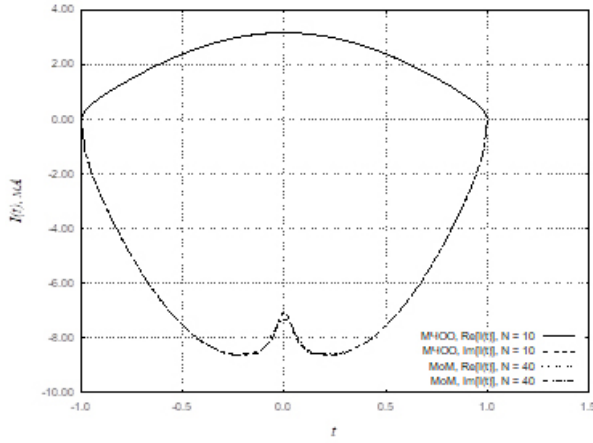
Поскольку излучатель достаточно узкий, то поперечную вариацию продольной составляющей поверхностной плотности тока можно представить в виде квазистатического приближения: $\eta_y(x') = 1/\sqrt{1-(x'/a)^2}$, поэтому функция распределения поверхностной плотности тока принимает следующий вид:

$$\eta_y(x', y') = \frac{f(y')}{\sqrt{1-(x'/a)^2}}, \quad (10)$$

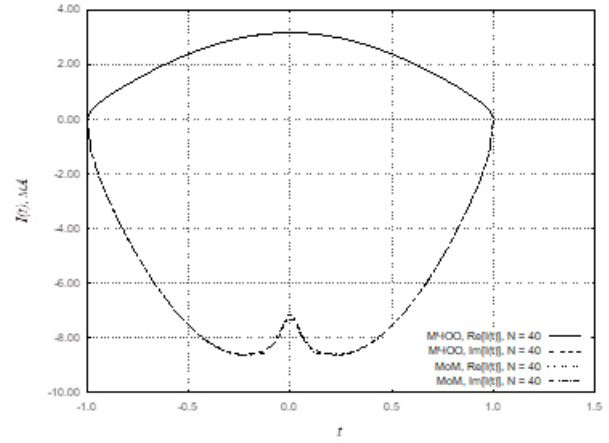
где $f(y')$ – неизвестная функция, описывающая продольное распределение плотности тока.

Несобственный интеграл в выражении (9) является расходящимся, поэтому для устранения расходимости вычтем и прибавим слагаемое с асимптотическим множителем $Z_{11}^\infty(h)$, а затем произведем подстановку выражения (10) в (9), при этом учитывая граничное условие $f(-l) = f(l) = 0$ и производя интегрирование получившегося выражения по частям по y' , а также проведя ряд алгебраических операций, получим сингулярное интегральное представление тангенциальной составляющей электрического поля $E_y(x, y, z)$ относительно неизвестной функции $f'(y') = df(y')/dy'$:

$$E_y(x, y, d) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l a f'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\beta a) \frac{\Delta Z_{11}(\beta, h)}{ih} \times \quad (11)$$



а)



б)

Рис. 2. Распределение тока по излучателю ИС (МоМ и МЧОО)

$$\times e^{-i\beta x} e^{-ih(y-y')} d\beta dh dy' - \frac{C_{\varepsilon, \mu, \chi}}{\pi} \zeta(x) \int_{-l}^l \frac{af'(y')}{y'-y} dy',$$

где

$$C_{\varepsilon, \mu, \chi} = \frac{i\omega\mu_0(\mu_1 + \mu_2)}{\left(k^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2) - (k\chi)^2\right)},$$

$$\zeta(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a^2 - x^2}}, & |x| < a, \\ 0, & |x| > a. \end{cases}$$

Подставляя в выражение (11) граничные условия (1), которые, вообще говоря, справедливы в любой точке излучателя, получим сингулярное интегральное уравнение с особенностью Коши относительно неизвестной функции $f'(y')$, характеризующей продольное распределение плотности тока по излучателю:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \frac{af'(y')}{y'-y} dy' = F(y), \quad (12)$$

где

$$F(y) = \sigma v(y) - \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}} \frac{a}{4\pi} \int_{-l}^l af'(y') K(y, y') dy';$$

$$K(y, y') = \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}} \frac{a}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\beta a) \frac{\Delta Z_{11}(\beta, h)}{ih} e^{-ih(y-y')} d\beta dh;$$

$$\sigma = i \frac{1}{2} \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{1}{Z_c} \frac{l}{a} \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}} V;$$

$v(y)$ – профиль напряжения в зазоре вибратора; $V = 2bE_0$ – величина напряжения в зазоре; Z_c – волновое сопротивление среды.

Данное уравнение было решено несколькими методами. Во-первых, использовался широко из-

вестный метод моментов (МоМ). При этом в качестве базисных функций использовались полиномы Чебышева 1-го рода:

$$af'(t') = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n T_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}}. \quad (13)$$

Данное уравнение также было решено с помощью метода частичного обращения оператора (МЧОО), суть которого состоит в сведении сингулярного уравнения к интегральному уравнению Фредгольма второго рода с помощью формулы обращения интеграла типа Коши неограниченного на интервале $[-1; 1]$:

$$af'(t) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-t^2}} \left[a_0\pi - \int_{-1}^1 \frac{\sqrt{1-t'^2}}{t'-t} F(t') dt' \right], \quad (14)$$

где $a_0 = 0$ – константа, определяемая из условия $f(-l) = f(l) = 0$.

Неизвестная функция была аналогичным образом представлена в виде разложения в ряд по полиномам Чебышева 1-го рода.

Окончательно получаем выражение для функции $af(t)$:

$$af(t) = -\frac{\sigma}{\pi} \left[\int_{-1}^t \frac{Int(t')}{\sqrt{1-t'^2}} dt' - \sqrt{1-t^2} \sum_{k=1}^N \frac{A_k U_{k-1}(t)}{k} \right]. \quad (15)$$

Следует отметить, что возбуждение задается функцией $v(t)$. Данная функция выбирается, вообще говоря, произвольным образом, но к ней предъявляется ряд требований, связанных с вопросами сходимости интеграла в выражении для $Int(t)$.

Здесь были использованы безразмерные величины: a/λ , l/λ , d/λ , b/l , поэтому были введены новые переменные: $\alpha = \beta a$, $\xi = ha$, $t = y/l$, $t' = y'/l$.

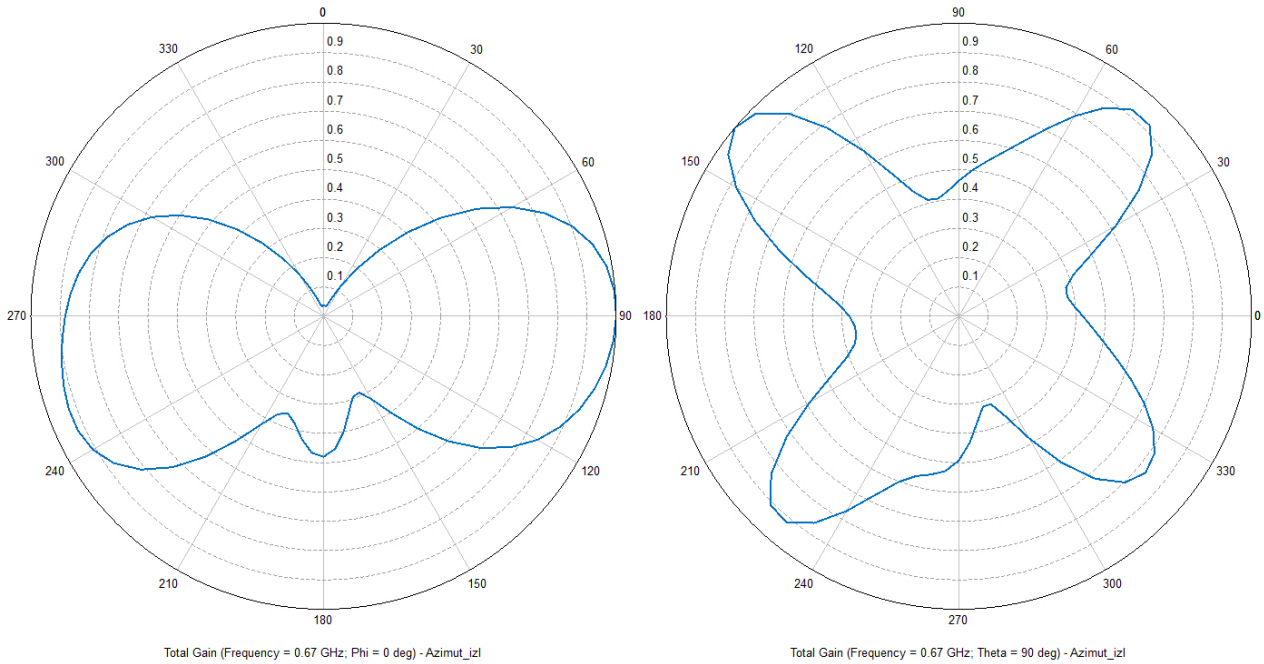


Рис. 3. ДН излучающей структуры в вертикальной и азимутальной плоскостях

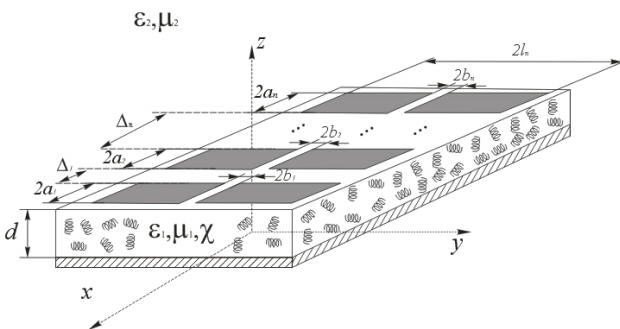


Рис. 4. Многоэлементная полосковая антенная решетка

На рис. 2 приведены распределения тока по излучателю ИС, вычисленные с помощью МЧОО при $N = 10$ (рис. 2, а) и при $N = 40$ (рис. 2, б). Приведены также распределения тока, вычисленные МоМ при $N = 40$.

Как видно, данные графики совпадают, однако при использовании МЧОО количество необходимых членов аппроксимирующего ряда для точного определения токовой функции составляет всего 10, в то время как для МоМ – 40, что, в свою очередь, несомненно, скажется на времени вычисления.

Данный подход к анализу ИС с подложками из кирального метаматериала, позволяет корректно вычислять распределение тока. Знание токовой функции, в свою очередь, дает возможность рассчитывать поле в любой точке пространства, включая ближнюю зону, а кроме того, определять другие характеристики антенны. В частности, на рис. 3 приведены диаграммы направленности ИС

с киральной подложкой, металлизированной с нижней стороны, в вертикальной и азимутальных плоскостях.

Как видно из рис. 3, излучение данной ИС с подложкой из кирального метаматериала сосредоточено в азимутальной плоскости. Данный эффект азимутального рассеяния электромагнитных волн может найти применение при создании низкопрофильных антенн абонентских станций радиосвязи, установленных на подвижных объектах.

4. Математическая модель многоэлементной излучающей структуры с киральной подложкой

Данный метод сингулярных интегральных представлений поля был распространен на случай многоэлементных ИС с подложками из кирального метаматериала, на основе которой могут быть спроектированы многоэлементные линейные антенные решетки.

На рис. 4 приведена многоэлементная ИС, представляющая собой подложку из кирального метаматериала, с аналогичными предыдущему случаю параметрами. На поверхности киральной подложки располагается произвольное количество бесконечно тонких и идеально проводящих прямоугольных полосок (излучателей), длина которых составляет $2l_n$, где n – порядковый номер излучателя. Ширина данных излучателей составляет $2a_n$, а расстояние между ними – Δ_n . Ширина зазоров излучателей – $2b_n$.

Аналогичным образом, излучатели возбуждаются гармоническими источниками ЭДС, При этом функции распределений плотностей токов являются непрерывными как на поверхностях излучателей, так и в областях зазоров: $\eta^n(x, y)$, где $x \in [-a_n, a_n]$, $y \in [-l_n, l_n]$.

Будем также считать, что ширина излучателей много меньше длины волны ($2a_n \ll \lambda$). В связи с этим, граничные условия записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \eta_y^n(x + \Delta_{n-1}, -l_n) &= \eta_y^n(x + \Delta_{n-1}, l_n) = 0, \\ \vec{\mathbf{E}}\tau_n(x + \Delta_{n-1}, y) &= 0 \text{ при} \\ x + \Delta_{n-1} &\in [-a_n, a_n], y \in [-l_n, -b_n] \cup [b_n, l_n], \\ \vec{\mathbf{E}}\tau_n(x + \Delta_{n-1}, y) &= -\vec{\mathbf{E}}\tau_n^{\text{ext}} \text{ при} \\ x + \Delta_{n-1} &\in [-a_n, a_n], y \in [-b_n, b_n]. \end{aligned} \quad (16)$$

На поверхностях излучателей (в плоскости $z = d$) $\vec{\mathbf{T}}\tau = \{T_x, T_y\}$ Фурье-образ тангенциальной составляющей напряженности электрического поля $\vec{\mathbf{E}}\tau$ и Фурье-образ $\vec{\mathbf{F}} = \{F_x, F_y\}$ плотности тока $\vec{\mathbf{\eta}}^n$ на излучателях связаны также через матрицу поверхностных импедансов $[\mathbf{Z}]$.

В связи с этим выражение для интегрального представления поля многоэлементной ИС на поверхности излучателей имеет вид:

$$\begin{aligned} E_p^y(x = \Delta_{p-1}, y) &= \sum_{n=1}^N \int_{-l_n}^{l_n} \int_{\Delta_{n-1}-a_n}^{\Delta_{n-1}+a_n} \eta_n^y(x', y') \times \\ &\times Z_{np}^{\Sigma}(x' = \Delta_{n-1}, y', x = \Delta_{p-1}, y) dx' dy', \\ Z_{np}^{\Sigma}(x' = \Delta_{n-1}, y', x = \Delta_{p-1}, y) &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{11}(\beta, h) e^{-i\beta(x-x')} e^{-ih(y-y')} d\beta dh, \end{aligned} \quad (17)$$

где p – номер рассматриваемого излучателя.

Метод определения и аналитические выражения элементов матрицы поверхностных импедансов аналогичны предыдущему случаю.

Для удобства предположим, что абсцисса расположения первого излучателя совпадает с началом координат, т. е. равна нулю ($x_1 = \Delta_0 = 0$). Соответственно, абсцисса расположения других излучателей будут совпадать с расстояниями между ними ($x_n = \Delta_{n-1}$).

Функции распределения плотностей токов $\eta_y^n(x', y')$ будут описываться следующим образом:

$$\eta_y^n(x', y') = \frac{f_n(y')}{\sqrt{1 - ((x' - \Delta_{n-1})/a_n)^2}}, \quad (18)$$

где $f_n(y')$ – неизвестные функции, характеризующие продольные распределения поверх-

ностных плотностей токов на соответствующих излучателях.

После ряда математических преобразований была получена система СИП электрического поля, которая при подстановке граничных условий (16) переходит в систему СИУ с особенностями типа Коши относительно неизвестных функций, характеризующих продольные распределения токов по излучателям ИС на основе киральных метаматериалов:

$$\begin{aligned} -E y_p^{\text{ext}}(\Delta_{p-1}, y) &= \sum_{n=1}^N \left[-\frac{1}{4\pi} \int_{-l_n}^{l_n} a_n f_n'(y') \times \right. \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\beta a_n) \frac{Z_{11}(\beta, h) - Z_{11}^{\infty}(h)}{ih} \times \\ &\times e^{i\beta(\Delta_{n-1} - \Delta_{p-1})} e^{-ih(y-y')} d\beta dh dy' + \\ &\left. + \frac{C_{\varepsilon, \mu, \chi}}{\pi} \zeta(\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}) \int_{-l_n}^{l_n} \frac{a_n f_n'(y')}{y' - y} dy' \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Нормированная система СИУ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} -\sigma_p v_p(t) &= \sum_{n=1}^N \left[\int_{-l_n}^{l_n} f_n'(t') K_{np}(t, t') + \right. \\ &\left. + a_n \zeta(\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}) \frac{1}{\pi} \int_{-l_n}^{l_n} \frac{f_n'(t')}{t' - t} dt' \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} K_{np}(t, t') &= -\frac{l_p/a_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\xi} \Delta g_{np}(\xi) e^{-i\frac{l_p}{a_n} \xi(t-t')} d\xi; \\ \Delta g_{np}(\xi) &= \frac{1}{i} \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}^n} \int_0^{\infty} J_0(\alpha) \times \\ &\times \left[-\left(\frac{2\pi a_n}{\lambda} \right)^2 Z_{11}^n(\alpha, \xi) - C_{\varepsilon, \mu, \chi}^n |\xi| \right] e^{i\frac{(\Delta_{n-1} - \Delta_{p-1})\alpha}{a_n}} d\alpha; \end{aligned}$$

$$C_{\varepsilon, \mu, \chi}^n = -\frac{\mu_1 + \mu_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2) - \chi^2};$$

$$E y_p^{\text{ext}}(\Delta_{p-1}, t) = E 0_p v_p(t);$$

$$E 0_p = \frac{V_p}{2b_p}; \quad \sigma_p = i\pi \frac{l_p}{\lambda} \frac{1}{Z_c} \frac{l_p}{b_p} \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}^n} V_p,$$

где $v_n(t)$ – профили напряжений в зазорах излучателей; Z_c – характеристическое сопротивление.

Данная система сингулярных интегральных уравнений была решена с помощью метода мо-

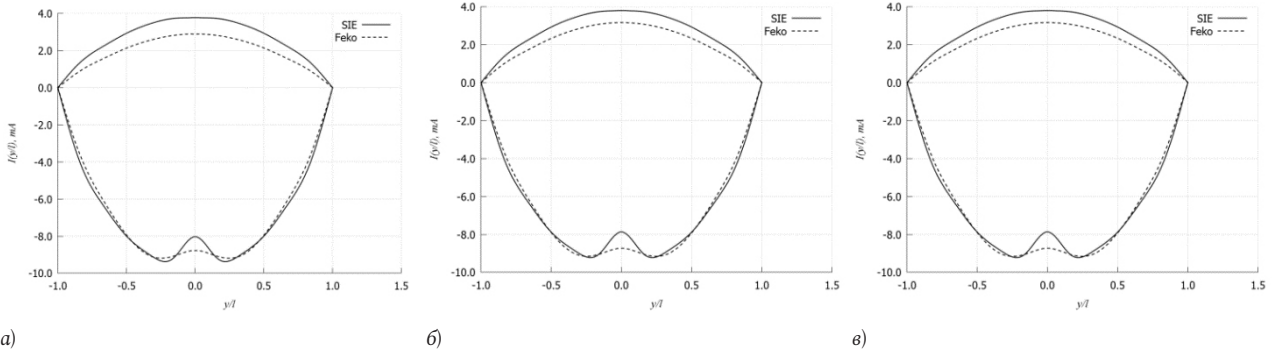


Рис. 5. Функции распределения тока по первому (а), второму (б) и третьему (в) вибраторам при синфазном возбуждении

ментов, который при достаточном количестве членов аппроксимирующего ряда позволяет получить корректные результаты расчета характеристик ИС с достаточно высокой точностью.

Неизвестные функции, характеризующие продольные распределения поверхностных токов на излучателях, также были представлены в виде ряда, состоящего из полиномов Чебышева 1-го рода.

Система СИУ (20) была сведена к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$B_m^p = \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} A_k^n C_{km}^{pn}, \quad (21)$$

где

$$B_m^p = \frac{2}{\pi} \sigma_p \int_{-b_p/l_p}^{b_p/l_p} \sqrt{1-t^2} U_{m-1}(t) v_p(t) dt,$$

$$C_{km}^{pn} = m i^{k-m+1} \zeta_{n,p,k,m} + a_n \zeta(\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}) \times \begin{cases} 1, & m = k \\ 0, & m \neq k \end{cases},$$

$$\zeta_{n,p,\nu,\zeta} = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta g_{np}(\xi) \frac{J_{\nu}(\xi l_p / a_n) J_{\nu}(\xi l_p / a_n)}{\xi^2} d\xi,$$

$$\zeta(\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a_n^2 - (\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1})^2}}, & |\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}| < a_n; \\ 0, & |\Delta_{p-1} - \Delta_{n-1}| > a_n. \end{cases}$$

Матрица СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов A_k^n имеет вид:

$$\left[A_k^n \right] = \left[B_m^p \right] \left[C_{km}^{pn} \right]^{-1}. \quad (22)$$

Неизвестные функции, характеризующие продольное распределение поверхностной плотности тока на излучателях, определяются в соответствии со следующим выражением:

$$f_n(t) = \int_{-1}^t f_n'(t') dt' = \sum_{k=1}^{\infty} \int_{-1}^t \frac{A_k^n T_k(t')}{\sqrt{1-t'^2}} dt' = -\sqrt{1-t^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k^n}{k} U_{k-1}(t). \quad (23)$$

Токовая функция рассчитывается следующим образом:

$$I_y^n(t) = \int_{-a}^a \eta_y^n(x, t) dx = \int_{-a_n}^{a_n} \frac{f_n(t)}{\sqrt{1-(x/a_n)^2}} dx = a_n \pi f_n(t). \quad (24)$$

В целях верификации данного метода произведем расчет функций распределения токов по излучателям трехэлементной ИС на основе киральных метаматериалов и сравним их с результатами расчетов, полученными в программном комплексе FEKO. При этом параметры ИС имеет следующий вид: $l_1/\lambda = l_2/\lambda = l_3/\lambda = 0.25$, $a_1/\lambda = a_2/\lambda = a_3/\lambda = 0.025$, $\Delta_1/\lambda = \Delta_2/\lambda = 1$, $d/\lambda = 0.1$. Диэлектрическая и магнитная проницаемости подложки равны $\epsilon_1 = \mu_1 = 1$.

На рис. 5 показаны результаты расчета функций распределения тока по каждому излучателю при синфазном возбуждении

Было также произведено исследование влияния подложки из кирального метаматериала на развязку между вибраторами трехэлементных АР. На рис. 6 приведена зависимость развязки между излучателями трехэлементной ИС от параметра киральности для случаев, когда возбужден только один вибратор (а) и когда возбуждены два вибратора (б). В частности, 1-2 означает, что на вибраторе 1 установлен источник ЭДС, а на вибраторе 2 – нагрузка. Аналогичным образом 13-2 означает наличие источников ЭДС на вибраторах 1 и 3 и нагрузки на вибраторе 2. При этом параметры

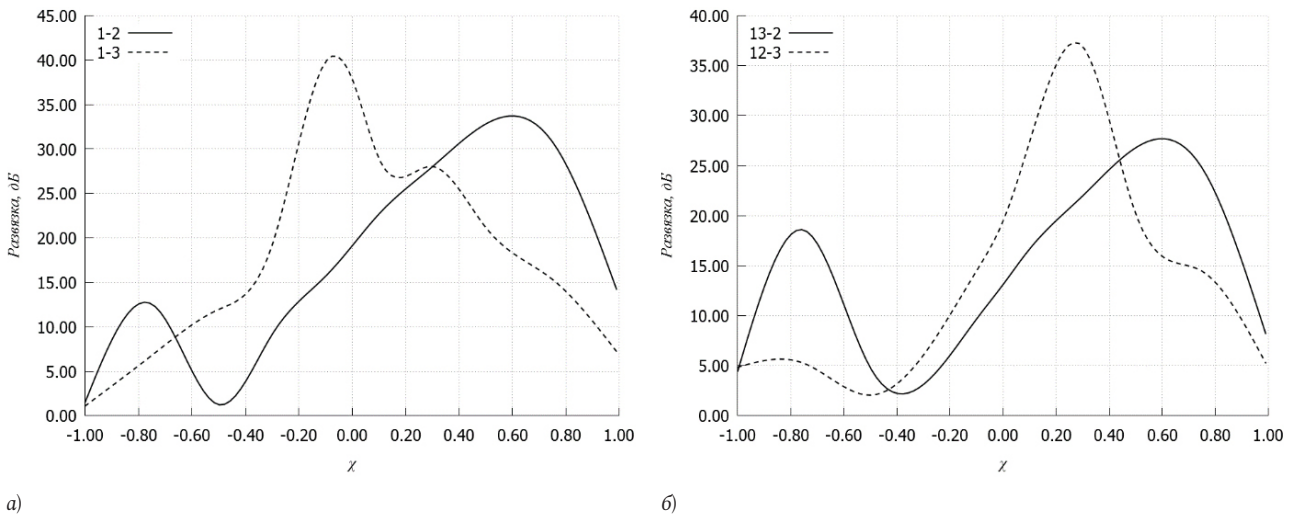


Рис. 6. Зависимость развязки между излучателями трехэлементной AP от параметра киральности

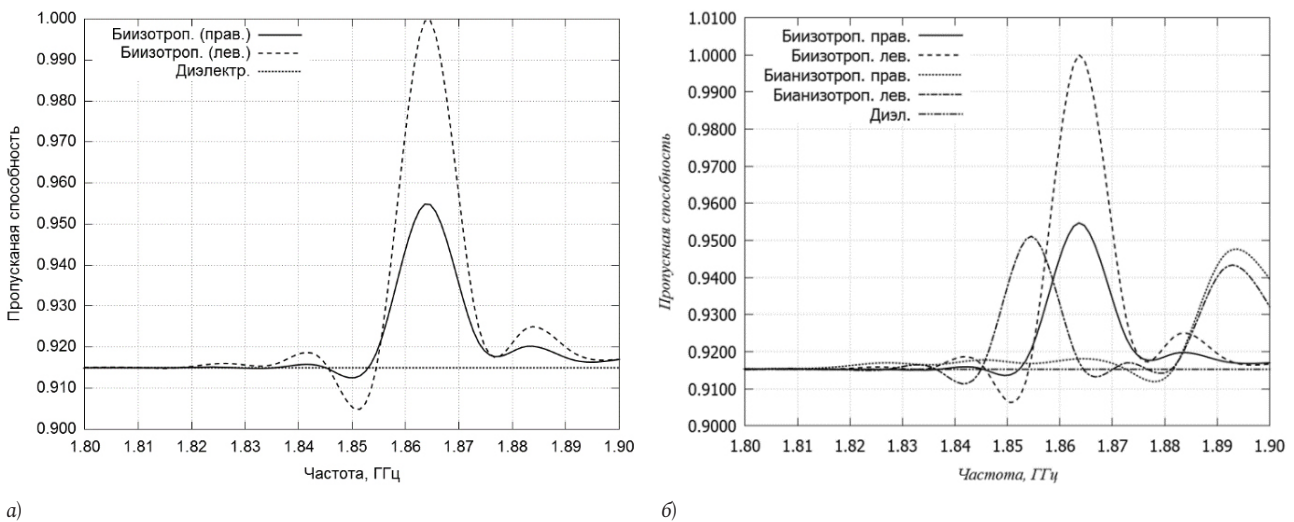


Рис. 7. Зависимость пропускной способности от частоты

ИС равны: $\Delta_1/\lambda = \Delta_2/\lambda = 0.25$ и $l/\lambda = 0.5$. Следует отметить, что нулевое значение параметра киральности соответствует подложке, выполненной из диэлектрика, отрицательные значения χ – подложке на основе левосторонних киральных элементов, положительные – соответственно, правосторонних.

Как видно из приведенных графиков, значения развязки в случае ИС с подложкой из киральных метаматериалов при некоторых значениях параметра киральности χ существенно выше, чем с диэлектрической. Данное свойство может найти применение при проектировании антенных решеток для систем ММО в целях увеличения их эффективности. На рис. 7 приведены графики зависимости пропускной способности от частоты при использовании двухэлементных антенных решеток на основе киральных метматериалов.

Заключение

Таким образом, в статье показан метод электродинамического анализа одиночных и многоэлементных полосковых ИС на основе киральных метаматериалов. Получена система сингулярных интегральных уравнений относительно неизвестных функций распределения плотности тока по излучателям. Выполнена апробация метода путем сравнения полученных распределений тока с результатами, вычисленными в ФЕКО. Приведены перспективы использования киральных подложек в ИС, позволяющих улучшить развязку между излучателями, тем самым увеличить эффективность систем ММО. Кроме того, показан эффект азимутального рассеяния электромагнитных волн, который может найти применение при создании низкопрофильных антенн абонентских станций радиосвязи, установленных на подвижных объектах.

Список литературы

1. Deschamps G.A. Microstrip microwave antennas // *The Third USAR Symposium on Antennas*. 1953. Vol. 1. P. 189–195.
2. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*; 2nd ed. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1997. P. 722–783.
3. *Handbook of Microstrip Antenna* / ed. by J. James and P.S. Hall. London: P. Peregrinus on behalf of the Institution of Electrical Engineers, 1989. 1312 p.
4. A spectral domain approach for the calculation of the scattering of the stratified uniaxial electric anisotropic media under point source excitation with arbitrary orientation / J. Xiang [et al.] // *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. 2015. Vol. 48. № 1. P. 33–46. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-140145>.
5. Электродинамический расчет характеристик полосковых антенн / Б.А. Панченко [и др.]. М.: Радио и связь, 2002. 256 с.
6. Просвирин С.Л., Нечаев Ю.Б. Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока. Воронеж: Изд-во ВГУ, 1992. 112 с.
7. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с.
8. Dwivedi S., Mishra V., Kosta Y.P. Directivity enhancement of miniaturized microstrip patch antenna using metamaterial cover // *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. 2015. Vol. 47. № 2. P. 399–409. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-140060>.
9. Kenari M.A. Printed planar patch antennas based on metamaterial // *International Journal of Electronics Letters*. 2014. Vol. 2. № 1. P. 37–42. DOI: <https://doi.org/10.1080/21681724.2013.874042>.
10. Caloz C., Itoh T., Rennings A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas // *IEEE Antennas Propagation Magazine*. 2008. Vol. 50. № 5. P. 25–39. DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2008.4674709>.
11. Erentok A., Ziolkowski R.W. Metamaterial-inspired efficient electrically small antennas // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 2008. Vol. 56. № 3. P. 691–707. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2008.916949>.
12. Mao S.-G., Chen C.-M., Chang D.-C. Modeling of slow-wave EBG structure for printed-bowtie antenna array // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letter*. 2002. Vol. 1. P. 124–127. DOI: <https://doi.org/10.1109/LAWP.2002.806049>.
13. Wang L., Wang L., Le-Wei Li J. A series-fed metamaterial microstrip antenna array of broadband and high-gain // *2012 IEEE International Workshop on Electromagnetics: Applications and Student Innovation Competition*. 2012. P. 1–2. DOI: <https://doi.org/10.1109/iWEM.2012.6320361>.
14. Исследование характеристик антенных систем на основе метаматериалов в целях обеспечения электромагнитной совместимости средств радиосвязи / В.В. Бадалов [и др.] // *Антенны*. 2017. № 11. С. 31–38.
15. Mutual coupling suppression between two closely placed microstrip patches using EM-bandgap metamaterial fractal loading / M. Alibakhshikenari [et al.] // *IEEE Access*. 2019. Vol. 7. P. 23606–23614. DOI: <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2899326>.
16. Микрополосковые антенны на основе биизотропных и бианизотропных киральных метаматериалов в системах MIMO / А.Н. Беспалов [и др.] // *Радиотехника*. 2019. № 3. С. 5–11.
17. Biswas M., Guha D. Input impedance and resonance characteristic of superstrate loaded triangular microstrip patch // *IET Microwaves, Antennas & Propagation*. 2009. Vol. 3. № 1. P. 92–98. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map:20080097>.
18. Attia H., Yousefi L., Ramahi O.M. Analytical model for calculating the radiation field of microstrip antennas with artificial magnetic superstrates: Theory and experiment // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2011. Vol. 59. № 5. P. 1438–1445. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2122295>.
19. Mirshekar-Syankal D., Hassani H.R. Characteristics of stacked rectangular and triangular patch antennas for dual band applications // *8th International Conference on Antennas and Propagation*. 1993. P. 728–731.
20. Guha D., Siddiqui J.Y. Resonant frequency of circular microstrip antenna covered with dielectric superstrate // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2003. Vol. 51. № 7. P. 1649–1652. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2003.813620>.
21. Resonant frequencies of a circularly polarized nearly circular annular ring microstrip antenna with superstrate loading and airgaps / J. Shinde [et al.] // *Kaleidoscope: Beyond the Internet? – Innovations for Future Networks and Services*. 2010. P. 1–7.
22. Pozar D. Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1987. Vol. 35. № 6. P. 613–621. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.1987.1144161>.
23. Engheta N. The theory of chirostrip antennas // *Proceedings of the 1988 URSI International Radio Science Symposium*. 1988. P. 213.
24. Engheta N., Pelet P. Modes in chirowaveguides // *Optics Letters*. 1989. Vol. 14. № 11. P. 593–595. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.14.000593>.
25. Simple example of polarization plane rotation by the fringing fields interaction / N. Kolmakova [et al.] // *2013 European Microwave Conference*. 2013. P. 936–938. DOI: <https://doi.org/10.23919/EuMC.2013.6686812>.
26. Systematic analysis on the optical properties of chiral metamaterial slab for microwave polarization control / I. Comez [et al.] // *Applied Computational Electromagnetics Society Journal*. 2015. Vol. 30. № 5. P. 478–487.
27. Clack C.T., Ballai I. Nonlinear theory of resonant slow waves in anisotropic and dispersive plasmas // *Physics of Plasmas*. 2018. Vol. 15. № 8. P. 082310. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2970947>.
28. Engheta N., Pelet P. Reduction of surface waves in chirostrip antennas // *Electronics Letters*. 1991. Vol. 27. № 1. P. 5–7. DOI: <https://doi.org/10.1049/el:19910004>.
29. *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media* / V. Lindell [et al.]. Norwood: Altech House, 1994. 352 p.
30. Pozar D.M. Microstrip antennas and arrays on chiral substrates // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1992. Vol. 40. № 10. P. 1260–1263. DOI: <https://doi.org/10.1109/8.182462>.

31. Zebiri C., Benabdelaziz F., Sayad D. Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator // *Progress In Electromagnetics Research B*. 2012. Vol. 40. P. 399–414. DOI: <https://doi.org/10.2528/PIERB12032205>.
32. Toscano A., Vegni L. A new efficient moment method formulation for the design of microstrip antennas over a chiral grounded slab // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. 1997. Vol. 11. № 5. P. 567–592. DOI: <https://doi.org/10.1163/156939397X00846>.
33. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator // *IET Microwaves, Antennas & Propagation*. 2010. Vol. 4. № 4. P. 446–452. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map.2008.0439>.
34. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substratesuperstrate // *IET Microwaves, Antennas & Propagation*. 2011. Vol. 5. № 1. P. 17–29. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map.2009.0446>.
35. Zebiri C., Benabdelaziz F., Lashab M. Complex media parameter effect: On the input impedance of rectangular microstrip antenna // 2012 IEEE International Conference on Complex Systems (ICCS). 2012. P. 1–3. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICoCS.2012.6458517>.
36. Toscano A., Vegni L. Evaluation of the resonant frequencies and bandwidth in microstrip antennas with a chiral grounded slab // *International Journal of Electronics*. 1996. Vol. 81. № 6. P. 671–676. DOI: <https://doi.org/10.1080/002072196136364>.
37. Zebiri C., Benabdelaziz F., Lashab M. Bianisotropic superstrate effect on rectangular microstrip patch antenna parameters // 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, META'12. 2012. P. 365–368.
38. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Asymmetrical effects of bi-anisotropic substrate-superstrate sandwich structure on patch resonator // *Progress In Electromagnetics Research B*. 2013. Vol. 49. P. 319–337. DOI: <https://doi.org/10.2528/PIERB13012115>.
39. Gyro-chirality effect of bianisotropic substrate on the operational of rectangular microstrip patch antenna / C. Zebiri [et al.] // *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. 2016. Vol. 51. № 3. P. 249–260. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-150141>.
40. Capolino F. *Theory and Phenomena of Metamaterials*. Boca Raton: Taylor & Francis – CRC Press, 2009. 992 p.
41. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
42. Сингулярные и гиперсингулярные интегральные уравнения в теории зеркальных и полосковых антенн / А.Н. Дементьев [и др.]. М.: Радиотехника, 2015. 216 с.

References

1. Deschamps G.A. Microstrip microwave antennas. *The Third USAR Symposium on Antennas*, 1953, vol. 1, pp. 189–195.
2. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*; 2nd ed. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1997, pp. 722–783.
3. *Handbook of Microstrip Antenna*. Ed. by J. James, P.S. Hall. London: P. Peregrinus on behalf of the Institution of Electrical Engineers, 1989, 1312 p.
4. Xiang J. et al. A spectral domain approach for the calculation of the scattering of the stratified uniaxial electric anisotropic media under point source excitation with arbitrary orientation. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2015, vol. 48, no. 1, pp. 33–46. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-140145>.
5. Panchenko B.A. et al. *Electrodynamic Calculation Stripline Antenna Characteristics*. Moscow: Radio i svjaz', 2002, 256 p. [In Russian].
6. Prosvirin S.L., Nechaev Ju.B. *Calculation of Microstrip Antennas in the Approximation of a Given Distribution of the Surface Current*. Voronezh: Izd-vo VGU, 1992, 112 p. [In Russian].
7. Panchenko B.A., Nefedov E.I. *Microstrip Antenna*. Moscow: Radio i svjaz', 1986, 144 p. [In Russian].
8. Dwivedi S., Mishra V., Kosta Y.P. Directivity enhancement of miniaturized microstrip patch antenna using metamaterial cover. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2015, vol. 47, no. 2, pp. 399–409. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-140060>.
9. Kenari M.A. Printed planar patch antennas based on metamaterial. *International Journal of Electronics Letters*, 2014, vol. 2, no. 1, pp. 37–42. DOI: <https://doi.org/10.1080/21681724.2013.874042>.
10. Caloz C., Itoh T., Rennings A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas. *IEEE Antennas Propagation Magazine*, 2008, vol. 50, no. 5, pp. 25–39. DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2008.4674709>.
11. Erentok A., Ziolkowski R.W. Metamaterial-inspired efficient electrically small antennas. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 2008, vol. 56, no. 3, pp. 691–707. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2008.916949>.
12. Mao S.-G., Chen C.-M., Chang D.-C. Modeling of slow-wave EBG structure for printed-bowtie antenna array. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letter*, 2002, vol. 1, pp. 124–127. DOI: <https://doi.org/10.1109/LAWP.2002.806049>.
13. Wang L., Wang L., Le-Wei L.J. A series-fed metamaterial microstrip antenna array of broadband and high-gain. *2012 IEEE International Workshop on Electromagnetics: Applications and Student Innovation Competition*, 2012, pp. 1–2. DOI: <https://doi.org/10.1109/iWEM.2012.6320361>.
14. Badalov V.V. et al. Antenna systems based on characteristics of the study metamaterials to ensure electromagnetic compatibility radio communications. *Antenny*, 2017, no. 11, pp. 31–38. [In Russian].
15. Alibakhshikenari M. et al. Mutual coupling suppression between two closely placed microstrip patches using EM-bandgap metamaterial fractal loading. *IEEE Access*, 2019, vol. 7, pp. 23606–23614. DOI: <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2899326>.
16. Bespalov A.N. et al. Microstrip antenna based biizotropnyh and bianisotropic chiral metamaterials in MIMO systems. *Radiotekhnika*, 2019, no. 3, pp. 5–11. [In Russian].
17. Biswas M., Guha D. Input impedance and resonance characteristic of superstrate loaded triangular microstrip patch. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, 2009, vol. 3, no. 1, pp. 92–98. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map:20080097>.
18. Attia H., Yousefi L., Ramahi O.M. Analytical model for calculating the radiation field of microstrip antennas with artificial magnetic superstrates: Theory and experiment. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2011, vol. 59, no. 5, pp. 1438–1445. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2122295>.

19. Mirshekar-Syankal D., Hassani H.R. Characteristics of stacked rectangular and triangular patch antennas for dual band applications. *8th International Conference on Antennas and Propagation*, 1993, pp. 728–731.
20. Guha D., Siddiqui J.Y. Resonant frequency of circular microstrip antenna covered with dielectric superstrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, vol. 51, no. 7, pp. 1649–1652. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2003.813620>.
21. Shinde J. et al. Resonant frequencies of a circularly polarized nearly circular annular ring microstrip antenna with superstrate loading and airgaps. *Kaleidoscope: Beyond the Internet? – Innovations for Future Networks and Services*, 2010, pp. 1–7.
22. Pozar D. Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1987, vol. 35, no. 6, pp. 613–621. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.1987.1144161>.
23. Engheta N. The theory of chirostrip antennas. *Proceedings of the 1988 URSI International Radio Science Symposium*, 1988, pp. 213.
24. Engheta N., Pelet P. Modes in chirowaveguides. *Optics Letters*, 1989, vol. 14, no. 11, pp. 593–595. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.14.000593>.
25. Kolmakova N. et al. Simple example of polarization plane rotation by the fringing fields interaction. *2013 European Microwave Conference*, 2013, pp. 936–938. DOI: <https://doi.org/10.23919/EuMC.2013.6686812>.
26. Comez I. et al. Systematic analysis on the optical properties of chiral metamaterial slab for microwave polarization control. *Applied Computational Electromagnetics Society Journal*, 2015, vol. 30, no. 5, pp. 478–487.
27. Clack C.T., Ballai I. Nonlinear theory of resonant slow waves in anisotropic and dispersive plasmas. *Physics of Plasmas*, 2018, vol. 15, no. 8, pp. 082310. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2970947>.
28. Engheta N., Pelet P. Reduction of surface waves in chirostrip antennas. *Electronics Letters*, 1991, vol. 27, no. 1, pp. 5–7. DOI: <https://doi.org/10.1049/el:19910004>.
29. Lindell V. et al. *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media*. Norwood: Altech House, 1994, 352 p.
30. Pozar D.M. Microstrip antennas and arrays on chiral substrates. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1992, vol. 40, no. 10, pp. 1260–1263. DOI: <https://doi.org/10.1109/8.182462>.
31. Zebiri C., Benabdelaziz F., Sayad D. Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 2012, vol. 40, pp. 399–414. DOI: <https://doi.org/10.2528/PIERB12032205>.
32. Toscano A., Vegni L. A new efficient moment method formulation for the design of microstrip antennas over a chiral grounded slab. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 1997, vol. 11, no. 5, pp. 567–592. DOI: <https://doi.org/10.1163/156939397X00846>.
33. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Effect of anisotropic magneto-chirality on the characteristics of a microstrip resonator. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, 2010, vol. 4, no. 4, pp. 446–452. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map.2008.0439>.
34. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substratesuperstrate. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, 2011, vol. 5, no. 1, pp. 17–29. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map.2009.0446>.
35. Zebiri C., Benabdelaziz F., Lashab M. Complex media parameter effect: On the input impedance of rectangular microstrip antenna. *2012 IEEE International Conference on Complex Systems (ICCS)*, 2012, pp. 1–3. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICoCS.2012.6458517>.
36. Toscano A., Vegni L. Evaluation of the resonant frequencies and bandwidth in microstrip antennas with a chiral grounded slab. *International Journal of Electronics*, 1996, vol. 81, no. 6, pp. 671–676. DOI: <https://doi.org/10.1080/002072196136364>.
37. Zebiri C., Benabdelaziz F., Lashab M. Bianisotropic superstrate effect on rectangular microstrip patch antenna parameters. *3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, META'12*, 2012, pp. 365–368.
38. Zebiri C., Lashab M., Benabdelaziz F. Asymmetrical effects of bi-anisotropic substrate-superstrate sandwich structure on patch resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 2013, vol. 49, pp. 319–337. DOI: <https://doi.org/10.2528/PIERB13012115>.
39. Zebiri C. et al. Gyro-chirality effect of bianisotropic substrate on the operational of rectangular microstrip patch antenna. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2016, vol. 51, no. 3, pp. 249–260. DOI: <https://doi.org/10.3233/JAE-150141>.
40. Capolino F. *Theory and Phenomena of Metamaterials*. Boca Raton: Taylor & Francis – CRC Press, 2009, 992 p.
41. Neganov V.A., Osipov O.V. *Reflective, Waveguide and Radiating Elements with Chiral Structure*. Moscow: Radio i svjaz', 2006, 280 p. [In Russian].
42. Dement'ev A.N. et al. *Singular and Hypersingular Integral Equations in the Theory of Mirror and Stripline Antennas*. Moscow: Radiotekhnika, 2015, 216 p. [In Russian].

Methods for solving incorrect tasks of electrodynamic analysis of radiating structures based on chiral metamaterials

A.L. Buzov¹, D.S. Klyuev², M.S. Kurushkin³,
A.M. Neshcheret¹, T.O. Usatenko⁴, V.A. Kabanov²

¹ JSC «Samara Innovative Business Radio Systems»
26, Kirova pr.

Samara, 443022, Russian Federation

² Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics
23, L. Tolstoy Street
Samara, 443010, Russian Federation

³ The Military Academy of Strategic Rocket Troops after Peter the Great
8, Karbysheva Street

Balashiha, Moscow Region, 143900, Russian Federation

⁴ Military Training Center at Moscow Aviation Institute (National Research University)

4, Volokolamskoe shosse

Moscow, 125993, Russian Federation

This article is devoted to the development of correct methods for electrodynamic analysis of single and multi-element radiating structures with substrates of chiral metamaterials. An approach to the electrodynamic analysis of such antennas based on the method of singular integral representations of the field and the method of surface impedances is proposed. A system of singular integral equations with respect to unknown distribution functions of current density over emitters is obtained. The proposed method was tested using the example of solving a test problem using the Feko software package. The prospects of using such ICs in MIMO systems are shown, which make it possible to increase their efficiency, in particular, to increase throughput. The effect of azimuthal scattering of electromagnetic waves is also presented, which can be used to create low-profile antennas of subscriber radio communication stations installed on mobile objects.

Keywords: metamaterial, chiral medium, radiating structure, singular integral equation, convergence, correct mathematical problem.

Бузов Александр Львович, доктор технических наук, профессор, генеральный директор АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем». Автор более 200 научных работ.

Область научных интересов: теория антенн.

E-mail: buzov@siprs.ru

Клюев Дмитрий Сергеевич, 1980 г. р., доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (г. Самара). В 2002 г. окончил Поволжскую государственную академию телекоммуникаций и информатики. Автор более 200 научных работ.

Область научных интересов: теория излучения, электродинамика и антенны.

E-mail: klyuevd@yandex.ru

Курушкин Михаил Сергеевич, 1983 г. р. (г. Москва), техник кафедры №28 Военной академии Ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого. Окончил Военную академию Ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого в 2005 г., инженер по специальности «Автоматизированные системы обработки информации и управления».

Область научных интересов: теория излучения.

E-mail: kurushkin-m-s@yandex.ru

Нешерет Анатолий Михайлович, кандидат физико-математических наук, начальник лаборатории АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем». Автор более 80 научных работ.

Область научных интересов: теория излучения, киральные метаматериалы.

E-mail: neshceret_a@list.ru

Усатенко Тимур Олегович, 1986 г. р. (г. Тейково, Ивановская область), преподаватель в военном учебном центре при Московском авиационном институте (национальном исследовательском университете). Окончил Военную академию Ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого в 2008 г., инженер по специальности: «Автоматизированные системы обработки информации и управления».

Область научных интересов: теория излучения.

E-mail: brat-sin@mail.ru