

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХЭЛЕМЕНТНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ С ПОДЛОЖКОЙ ИЗ КИРАЛЬНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

© 2020 г. А. Л. Бузов^а, Д. С. Ключев^{б, *}, Д. А. Копылов^а, А. М. Нещерет^а

^аАО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»,
просп. Кирова, 26, Самара, 443022 Российская Федерация

^бПоволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
ул. Льва Толстого, 23, Самара, 443010 Российская Федерация

*E-mail: klyuevd@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.12.2018 г.

После доработки 17.01.2019 г.

Принята к публикации 25.01.2019 г.

Представлена математическая модель двухэлементной антенной решетки, подложка которой выполнена из кирального метаматериала. На основе метода сингулярного интегрального представления поля получена система интегральных уравнений относительно неизвестных функций распределений поверхностных плотностей токов по излучателям антенной решетки. Приведены результаты расчета токовых функций, а также зависимость развязки между излучателями от параметра киральности.

DOI: 10.31857/S0033849420020035

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в связи с все более интенсивным развитием систем подвижной радиосвязи и, соответственно, ужесточением требований, предъявляемых к ним, происходит перенасыщение объектов связи (например, башен, мачт, опор и т.п.) радиосредствами различных диапазонов частот, типов и назначения. Следствием этого является ухудшение и без того сложной электромагнитной обстановки, напрямую влияющей на обеспечение работоспособности систем радиосвязи. Поэтому вопросы обеспечения электромагнитной совместности (ЭМС) радиоэлектронных средств (РЭС) на данный момент особенно актуальны и нуждаются в дальнейшей проработке.

Вследствие того, что обычно РЭС, а точнее, их составные части — антенны, располагаются на компактных площадках, традиционные подходы к обеспечению ЭМС (пространственное разнесение антенн в случае направленных антенн, их разворот относительно друг друга и т.д.) не всегда применимы. В связи с этим в настоящее время существует потребность в разработке новых мер к обеспечению ЭМС РЭС, компактно располагаемых на объектах. Перспективный подход к совершенствованию ЭМС связан с использованием искусственных композитных структур с проводящими включениями зеркально-асимметричной формы — киральных метаматериалов [1, 2] в каче-

стве подстилающих поверхностей, а также средств дополнительного экранирования.

Как показывает анализ отечественной и зарубежной литературы, а также результаты исследований [3], использование в составе антенных систем дополнительных экранов и подстилающих поверхностей на основе киральных метаматериалов позволяет существенно уменьшить взаимное влияние между излучателями и тем самым повысить развязку между ними.

В виду того, что киральные метаматериалы представляют собой сложную электродинамическую структуру, возникает ряд сложностей, связанных с их электродинамическим анализом. На сегодняшний день наиболее распространенным подходом к анализу подобных структур является использование зарубежных программных комплексов EMCoS, CST Microwave Studio, HFSS, Feko и т.п. В основу данных комплексов положены численные методы, предполагающие разбиение исследуемой структуры на элементарные ячейки. При этом очень важным является выбор шага дискретизации структуры. В случае если этот шаг будет относительно большим, то разбиение будет достаточно грубым и исходные свойства структуры могут существенным образом искажаться. Особенно это касается резонансных структур, в том числе и киральных метаматериалов, где небольшие отклонения в геометрии структуры могут привести к большим погрешностям результатов рас-

чета. Безусловно, при уменьшении шага дискретизации точность результатов расчета будет повышаться, однако будут существенно расти и требования к вычислительным ресурсам. Кроме того, ввиду “закрытости” используемых в данных комплексах алгоритмов, вопрос доверия к полученным результатам по-прежнему остается открытым.

Перспективными методами анализа подобных антенных систем, содержащих структуры из киральных метаматериалов, являются проекционные методы [4]. В данной работе был использован метод сингулярных интегральных представлений электрического поля, приводящий к неоднородному сингулярному интегральному уравнению или системе таких уравнений. В отличие от самосогласованного подхода к решению краевых задач электродинамики [5–7] данный подход предполагает наличие заданных сторонних источников электромагнитного поля, но не накладывает ограничения на их вид (т.е. может использоваться источник ЭДС, электромагнитная волна и т.п.). В работах [8, 9] была разработана математическая модель микрополосковой структуры с одиночным излучателем, расположенным на подложке из кирального метаматериала. Поверхность подложки считалась однородной. Метод интегральных уравнений в задачах отражения электромагнитных волн от неоднородных границ раздела сред подробно описан в [10–12]. Было получено сингулярное интегральное уравнение с особенностью Коши относительно неизвестной функции распределения поверхностной плотности тока по излучателю. Как показали результаты исследований, подобный подход обладает рядом достоинств, основными из которых являются высокая точность и сходимость получаемых результатов расчета, а также относительно невысокие требования к вычислительным ресурсам. Следует также отметить, что численное решение сингулярных интегральных уравнений является корректной математической задачей по Адамару.

Цель данной работы – проанализировать двухэлементную микрополосковую структуру (МПС) с подложкой из кирального метаматериала.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХЭЛЕМЕНТНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРЫ С КИРАЛЬНОЙ ПОДЛОЖКОЙ

Рассмотрим МПС, представляющую собой подложку из кирального метаматериала конечной толщины d , металлизированную с нижней стороны, на которой параллельно друг к другу на расстоянии S расположены два плоских прямоугольных излучателя (рис. 1). Длина излучателей $2l_1$ и $2l_2$, а ширина $2a_1$ и $2a_2$ соответственно. Относительные диэлектрические и магнитные прони-

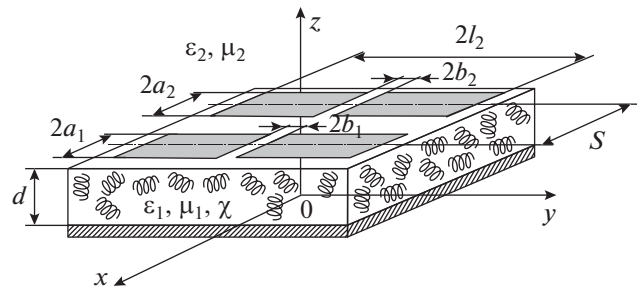


Рис. 1. Геометрия двухэлементной МПС с киральной подложкой.

цаемости киральной подложки равны ϵ_1 и μ_1 . Кроме того, при описании кирального метаматериала вне зависимости от типа проводящих включений зеркально-асимметричной формы также используется некий коэффициент, а именно параметр киральности χ [1, 2], связывающий векторы напряженностей поля с векторами индукции в материальных уравнениях [1, 2, 13, 14]:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon_1 \vec{E} \mp i \chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_1 \vec{H} \pm i \chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{E},\end{aligned}\quad (1)$$

где ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

В выражениях (1), верхние знаки соответствуют киральной среде на основе правосторонних элементов (например, правовинтовых спиралей), а нижние – на основе левосторонних.

Над киральной подложкой и, соответственно, над излучателями расположено диэлектрическое полупространство с параметрами ϵ_2, μ_2 .

Будем считать, что напряженность сторонних электрических полей, возбуждающих излучатели, имеет лишь одну продольную составляющую $\vec{E}_1^{\text{ст}} = (0, E_{1y}^{\text{ст}}, 0)$ и $\vec{E}_2^{\text{ст}} = (0, E_{2y}^{\text{ст}}, 0)$. Ширина излучателей много меньше как их длины, так и длины волны λ ($2a_1, 2a_2 \ll 2l_1, 2l_2, \lambda$), поэтому значение продольной компоненты плотности поверхностного тока η_y будет гораздо больше значения поперечной компоненты η_x . Исходя из данных соотношений поперечной компонентной плотности поверхностного тока η_x можно пренебречь. Предполагается также, что излучатели являются идеально проводящими и бесконечно тонкими. Считается, что источники электродвижущей силы (ЭДС), приложенные к зазорам излучателей, являются гармоническими и формируемые ими токи являются непрерывными как в областях зазоров, так и на плечах. Ширина зазоров излучателей при этом равна $2b_1$ и $2b_2$ соответственно. На поверхности излучателей должны выполняться

следующие граничные условия для тангенциальных составляющих напряженности электрического поля ($E_{1\tau}$, $E_{2\tau}$) и продольных составляющих плотности поверхностного тока (η_{1y} , η_{2y}):

$$\begin{aligned}\eta_{1y}(x, -l_1) &= \eta_{1y}(x, l_1) = 0, \quad x \in [-a_1, a_1], \\ \eta_{2y}(x, -l_2) &= \eta_{2y}(x, l_2) = 0, \\ x &\in [S - a_2, S + a_2],\end{aligned}\quad (2a)$$

$$\begin{aligned}E_{1\tau}(x, y) &= \begin{cases} -E_{1\tau}^{\text{ct}} & \text{при } x \in [-a_1, a_1], \\ y \in [l_{01} - b_1, l_{01} + b_1], \\ 0 & \text{при } x \in [-a_1, a_1], \\ y \in [-l_1, l_{01} - b_1] \cup [l_{01} + b_1, l_1], \end{cases} \\ E_{2\tau}(x, y) &= \begin{cases} -E_{2\tau}^{\text{ct}} & \text{при } x \in [S - a_2, S + a_2], \\ y \in [l_{02} - b_2, l_{02} + b_2], \\ 0 & \text{при } x \in [S - a_2, S + a_2], \\ y \in [-l_2, l_{02} - b_2] \cup [l_{02} + b_2, l_2], \end{cases}\end{aligned}\quad (26)$$

где l_{01} и l_{02} — координаты центров зазоров излучателей 1 и 2 соответственно (точки питания).

Как и в случае одноэлементной МПС [8, 9], на поверхностях излучателей фурье-образы $\vec{T}_\tau = \{T_x, T_y\}$ тангенциальных составляющих напряженностей электрических полей $\vec{E}_\tau$ связаны с фурье-образами $\vec{F} = \{F_x, F_y\}$ поверхностных плотностей токов $\vec{\eta}$ через матрицу поверхностных импедансов $[Z]$ границы раздела диэлектрик—киральная среда с односторонней металлизацией:

$$\begin{bmatrix} T_y \\ T_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_y \\ F_x \end{bmatrix}, \quad (3)$$

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

Поскольку матрица поверхностных импедансов связывает именно фурье-образы, то возникает необходимость разложения напряженностей электрического и магнитного полей, а также поверхностных плотностей токов в интегралы Фурье.

Следует отметить, что на поверхности подложки предполагается выполнение следующих граничных условий:

$$\begin{aligned}E_x^{(1)} &= E_x^{(2)}, \quad E_y^{(1)} = E_y^{(2)}, \\ \eta_x &= H_y^{(2)} - H_y^{(1)}, \quad \eta_y = H_x^{(2)} - H_x^{(1)},\end{aligned}$$

где $E_x^{(1)}$ и $E_x^{(2)}$, $E_y^{(1)}$ и $E_y^{(2)}$ — x - и y -составляющие вектора напряженности электрического поля на границе раздела в киральном слое 1 и в диэлектрическом полупространстве 2 соответственно, $H_x^{(1)}$ и $H_x^{(2)}$, $H_y^{(1)}$ и $H_y^{(2)}$ — x - и y -составляющие век-

тора напряженности магнитного поля на границе раздела в киральном слое 1 и в диэлектрическом полупространстве 2 соответственно, η_x , η_y — x - и y -составляющие вектора плотности тока на поверхностях излучателей.

Аналогичные граничные условия справедливы и для соответствующих фурье-образов напряженностей электрического и магнитного полей и поверхностных плотностей токов.

Метод определения матрицы поверхностных импедансов границы раздела диэлектрик—киральная среда с односторонней металлизацией, подробно описан в [15, 16], там же приведены аналитические выражения для определения ее элементов.

Определим T_y из (3) и выполним обратное преобразование Фурье, предварительно найдя Z_{11} [15] и не забывая при этом, что согласно выбранной физической модели $\eta_{1x} = \eta_{2x} = 0$. В результате получаем следующее выражение для E_y на поверхности подложки $z = d$:

$$\begin{aligned}E_y(x, y) &= \int_{-l_1}^{l_1} \int_{-a_1}^{a_1} \eta_{1y}(x', y') G(x', y'; x, y) dx' dy' + \\ &+ \int_{-l_2}^{l_2} \int_{S-a_2}^{S+a_2} \eta_{2y}(x', y') G(x', y'; x, y) dx' dy',\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}G(x', y'; x, y) &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{11}(\beta, h) \exp[-i\beta(x - x')] \times \\ &\times \exp[-ih(y - y')] d\beta dh.\end{aligned}\quad (5)$$

Поскольку ширина излучателей много меньше длины волны, то поперечные вариации продольных составляющих поверхностных плотностей токов можно считать квазистатическими [17, 18]. В связи с этим функции распределения плотностей токов $\eta_{1y}(x', y')$ и $\eta_{2y}(x, y)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}\eta_{1y}(x, y) &= \frac{f_1(y)}{\sqrt{1 - (x/a_1)^2}}, \\ \eta_{2y}(x, y) &= \frac{f_2(y)}{\sqrt{1 - ((x - S)/a_2)^2}},\end{aligned}\quad (6)$$

где $f_1(y)$ и $f_2(y)$ — функции, описывающие продольные распределения поверхностных плотностей токов на излучателях.

Несобственный интеграл в выражении (5) является расходящимся, поскольку асимптотическое

представление элемента матрицы поверхностных импедансов $Z_{11}(\beta, h)$ при $|h| \rightarrow \infty$ имеет вид

$$Z_{11}^{\infty}(h) = C|h|, \quad C = \frac{i\omega\mu_0(\mu_1 + \mu_2)}{(k^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2) - (k\chi)^2)}.$$

Используя аналитические условия излучения для слоистых сред [19], выделим аналитически особенность в представлении (5). Для этого прибавим и вычтем в подынтегральном выражении

в (5) слагаемые с асимптотическим множителем $Z_{11}^{\infty}(h)$. Затем, подставив (6) в (4), учитывая граничные условия для плотности поверхностного тока на концах излучателей (2а), производя интегрирование по y' по частям и выполняя ряд математических преобразований, получим сингулярное интегральное представление (СИП) y -составляющей напряженности электрического поля на поверхности подложки ($z = d$):

$$\begin{aligned} E_y(x, y, z = d) = & -\frac{a_1}{4\pi} \int_{-l_1}^{l_1} f_1'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_1)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[-i\beta x - ih(y - y')] d\beta dh dy' - \\ & - a_1 \zeta(a_1, x) \frac{C}{\pi} \int_{-l_1}^{l_1} \frac{f_1'(y')}{y' - y} dy' - \frac{a_2}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_2} f_2'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_2)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[-i\beta(x - S) - ih(y - y')] \times \\ & \times d\beta dh dy' - a_2 \zeta(a_2, x - S) \frac{C}{\pi} \int_{-l_2}^{l_2} \frac{f_2'(y')}{y' - y} dy', \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$f_1'(y') = \frac{df_1(y')}{dy'}, \quad f_2'(y') = \frac{df_2(y')}{dy'},$$

$$\Delta Z_{11}(\beta, h) = Z_{11}(\beta, h) - Z_{11}^{\infty}(\beta, h),$$

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

После подстановки СИП (7) в граничные условия (2б) получим систему сингулярных интегральных уравнений (СИУ) относительно неизвестных функций $f_1'(y')$ и $f_2'(y')$:

$$\begin{aligned} -E_{1y}^{\text{сг}}(x, y) = & -\frac{a_1}{4\pi} \int_{-l_1}^{l_1} f_1'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_1)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[-ih(y - y')] d\beta dh dy' - \\ & - a_1 \zeta(a_1, x) \frac{C}{\pi} \int_{-l_1}^{l_1} \frac{f_1'(y')}{y' - y} dy' - \frac{a_2}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_2} f_2'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_2)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[i\beta S - ih(y - y')] d\beta dh dy', \\ -E_{2y}^{\text{сг}}(x, y) = & -\frac{a_1}{4\pi} \int_{-l_1}^{l_1} f_1'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_1)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[-i\beta S - ih(y - y')] d\beta dh dy' - \\ & - \frac{a_2}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_2} f_2'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_0(\beta a_2)}{ih} \Delta Z_{11}(\beta, h) \exp[-ih(y - y')] d\beta dh dy' - a_2 \zeta(a_2, x - S) \frac{C}{\pi} \int_{-l_2}^{l_2} \frac{f_2'(y')}{y' - y} dy'. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь учтено, что СИП (7) справедливо на всей поверхности подложки, включая оси симметрии излучателей 1 ($x = 0$) и 2 ($x = S$).

Для решения полученной системы СИУ (8) предлагается использовать метод моментов. В качестве базисных функций были использованы полиномы Чебышева 1-го рода:

$$\begin{aligned} f_1'(y') &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{1n} T_n(y')}{\sqrt{1 - (y'/l_1)^2}}, \\ f_2'(y') &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{2n} T_n(y')}{\sqrt{1 - (y'/l_2)^2}}. \end{aligned}$$

Кроме того, в целях упрощения процедуры интегрирования, в ядрах данной системы СИУ экспоненты были разложены в ряды по функциям Бесселя и полиномам Чебышева 1-го и 2-го рода [19]:

$$\exp[-ihy] = \frac{2i}{hl} \sum_{k=1}^{\infty} i^{-k} k J_k(hl) U_{k-1}(y/l),$$

$$\exp[ihy'] = 2 \sum_{p=0}^{\infty} \frac{i^p}{(1 + \delta_{0,p})} J_p(hl) T_p(y'/l),$$

где $\delta_{0,p}$ – символ Кронекера,

$$\delta_{0,p} = \begin{cases} 1, & p = 0, \\ 0, & p \neq 0. \end{cases}$$

Также было использовано известное соотношение для полиномов Чебышева [20]

$$\int_{-l}^l \frac{T_n(y'/l)}{\sqrt{1 - (y'/l)^2}} dy' = \pi U_{n-1}(y'/l).$$

Результаты исследований показали, что при определенном количестве членов аппроксимирующего ряда данный метод позволяет достичь необходимой точности вычисления.

Функции продольных распределений поверхностных плотностей токов на излучателях определяются в соответствии со следующим выражением:

$$f_{1,2}(y) = -\sqrt{1 - (y/l)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{1,2n}}{n} U_{n-1}(y/l).$$

В свою очередь, функция распределения тока определяется как:

$$I_y(y) = \int_{-a}^a \eta_y(x, y) dx =$$

$$= \int_{-a}^a \frac{f(y)}{\sqrt{1 - (x/a)^2}} dx = \pi f(y).$$

2. АПРОБАЦИЯ РАЗРАБОТАННОЙ МОДЕЛИ ДУХЭЛЕМЕНТНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРЫ С КИРАЛЬНОЙ ПОДЛОЖКОЙ

При разработке новых моделей любых электродинамических структур непременно возникает ряд вопросов, связанных с достоверностью и точностью получаемых с ее помощью результатов расчета. В целях апробации разработанной модели двухэлементной МПС с киральной подложкой было проведено сравнение токовых функций, вычисленных на основе данной математической модели, а также с помощью программного комплекса Feko 7.0, на примере решения тестовой за-

дачи. В обоих случаях модель представляла собой диэлектрическую подложку (параметр киральности равен нулю) толщиной $d = 0.1\lambda$, металлизированную с нижней стороны, на которой параллельно расположены два прямоугольных плоских излучателя длиной $2l_1 = 2l_2 = 0.5\lambda$ и шириной $2a_1 = 2a_2 = 0.05\lambda$. При этом излучатели расположены на расстоянии, равном $S = \lambda$. Диэлектрическая и магнитная проницаемости подложки и диэлектрического полупространства равны $\epsilon_1 = \mu_1 = \epsilon_2 = \mu_2 = 1$.

На рис. 2 представлены функции распределения тока по излучателю 1 и излучателю 2, полученные для разных вариантов возбуждения. В частности, на рис. 2а приведены токовые функции для случая синфазного возбуждения излучателей, а на рис. 2б – для случая квадратурного возбуждения (фаза напряжения, приложенного к зазору излучателя 2, сдвинута относительно фазы напряжения, приложенного к зазору излучателя 1, на $\pi/2$).

Из данных графиков видно, что вычисленные с помощью различных методов функции распределения тока практически совпадают, что в свою очередь свидетельствует об адекватности разработанной модели.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе разработанной математической модели двухэлементной микрополосковой излучающей структуры с киральной подложкой были рассчитаны функции распределения тока по излучателям для синфазного (рис. 3а) и квадратурного (рис. 3б) способов возбуждения, а также для различных типов киральных подложек, а именно подложек на основе левосторонних элементов и правосторонних элементов, при следующих общих параметрах: $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $2a_1 = 2a_2 = 0.05\lambda$, $2b = 0.02\lambda$, $d = 0.1\lambda$, $2l_1 = 2l_2 = 0.5\lambda$, $S = 0.25\lambda$, $\chi = 0.2$.

Как видно из графиков, приведенных на рис. 3, распределение тока по излучателям сильно зависит от типа киральной подложки.

При проведении расчетов значение амплитуды напряжения в зазоре излучателя было принято равным 1 В ($V = 2bE_0 = 1$ В, где E_0 – амплитуда напряженности стороннего электрического поля, приложенного к зазору излучателя).

Для определения возможности уменьшения взаимного влияния между излучателями (в контексте обеспечения ЭМС – повышения развязки) было проведено исследование двухэлементной МПС с киральной подложкой с целью определения зависимости развязки от параметров структуры, в частности, от параметра киральности. На

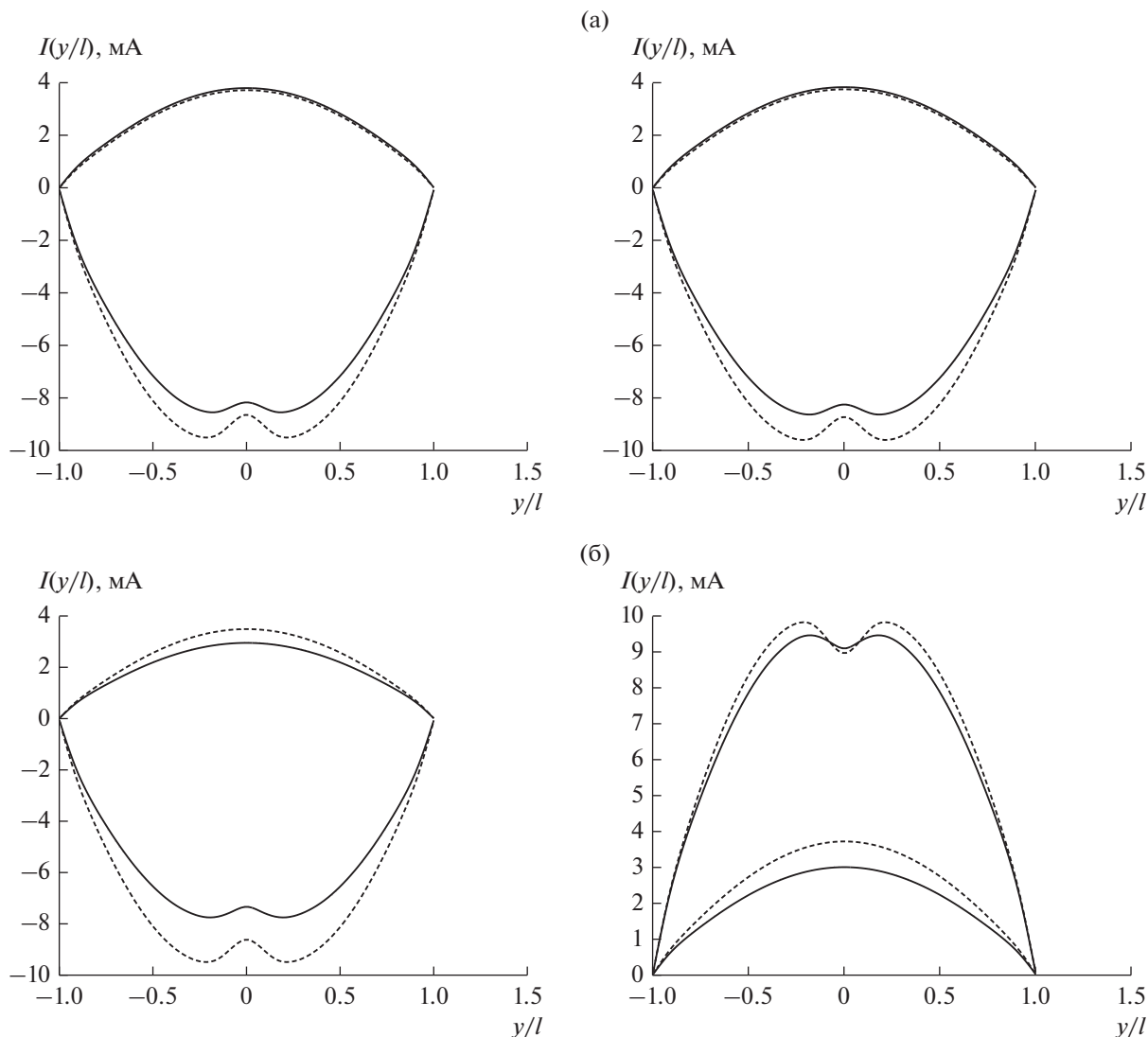


Рис. 2. Функции распределения токов по излучателю 1 (слева) и излучателю 2 (справа) МПС с диэлектрической подложкой, полученные с помощью разработанной модели (сплошные линии) и Feko 7.0 (штриховые) для синфазного (а) и квадратурного (б) способов возбуждения.

рис. 4 приведена зависимость развязки между излучателем 1 и излучателем 2 МПС от параметра киральности при следующих параметрах: $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $2a_1 = 2a_2 = 0.05\lambda$, $2b = 0.02\lambda$, $d = 0.1\lambda$, $2l_1 = 2l_2 = 0.5\lambda$, $S = 0.5\lambda$. Как уже было упомянуто, нулевое значение параметра киральности соответствует подложке, выполненной из диэлектрика. Положительные значения параметра киральности соответствуют киральной подложке на основе правосторонних элементов, отрицательные – на основе левосторонних. Из рис. 4 видно, что при некоторых параметрах использование подстилающих поверхностей из кирального метаматериала позволяет повысить уровень развязки между излучателями.

* * *

Таким образом, в работе предложена математическая модель двухэлементной микрополосковой излучающей структуры с подложками из кирального метаматериала различных типов, позволяющая определять функции распределения плотности тока на поверхностях излучателей, которые, в свою очередь, позволяют рассчитывать поле в любой точке пространства, включая ближнюю зону, а кроме того, определять другие характеристики структуры. Проведена апробация разработанной модели. На основании представленной зависимости уровней развязки между излучателями от параметра киральности, был сделан вывод о перспективности применения подстилающих поверхностей на основе киральных метаматериалов

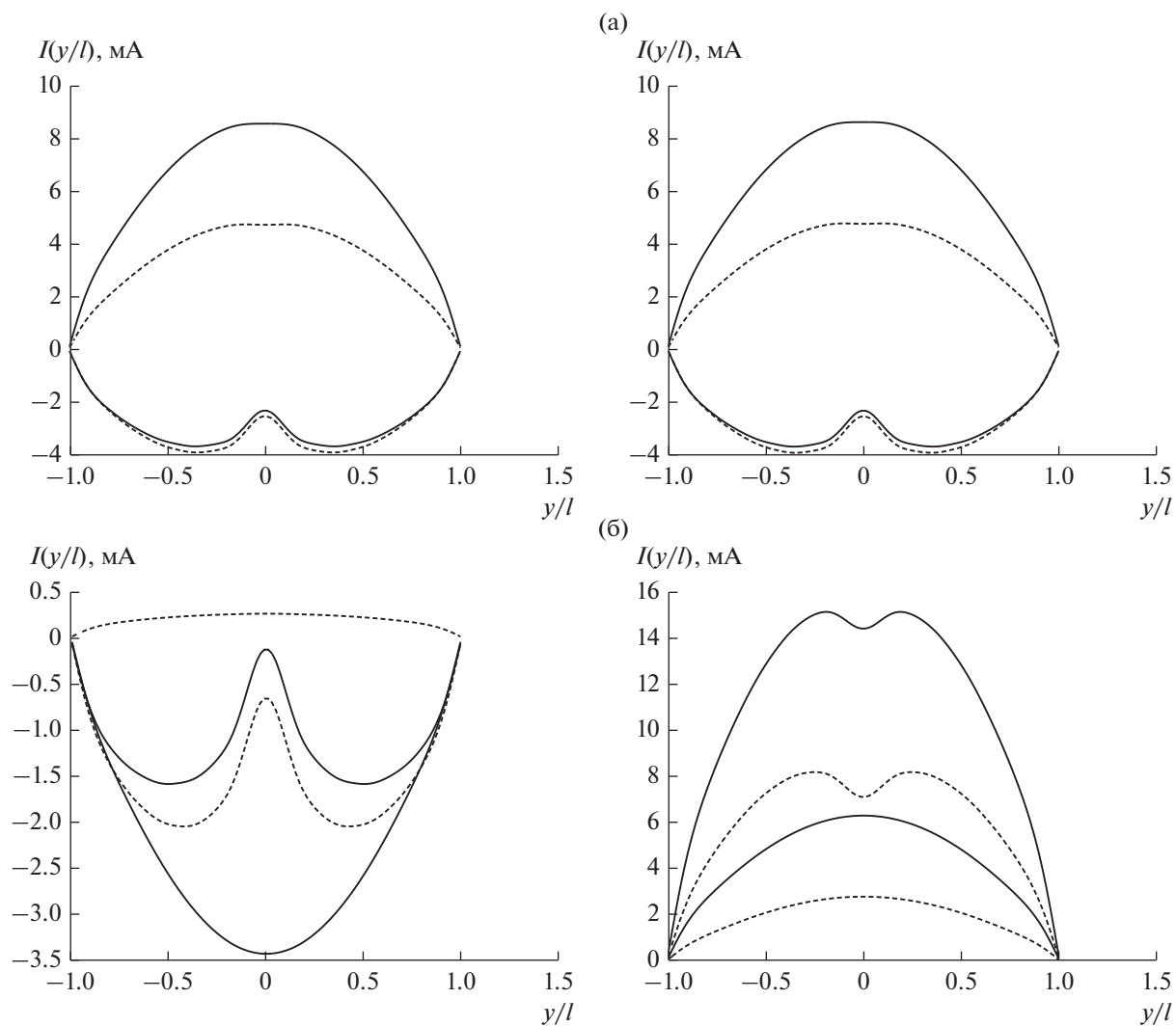


Рис. 3. Функции распределения токов по излучателю 1 (слева) и излучателю 2 (справа) МПС с киральной подложкой на основе лево- (сплошные линии) и правосторонних (штриховые) элементов для синфазного (а) и квадратурного (б) способов возбуждения.

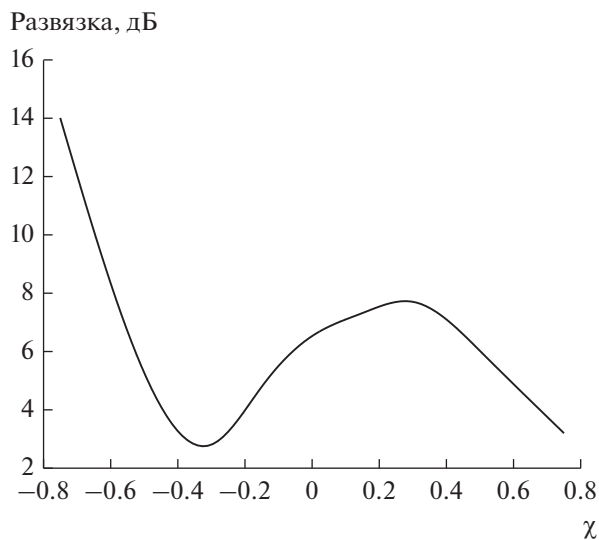


Рис. 4. Зависимость уровней развязки между излучателями МПС от параметра киральности.

в антенных системах с целью совершенствования обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006.
2. Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A. et al. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. Boston, London: Artech House, 1994.
3. Бадалов В.В., Беляев С.О., Копылов Д.А., Нещерет А.М. // Антенны. 2017. № 11. С. 31.
4. Ильинский А.С. // РЭ. 2005. Т. 50. № 2. С. 134.
5. Вдовиченко И.А., Раевский А.С., Раевский С.Б. // Антенны. 2016. № 11. С. 68.
6. Михалицын Е.А., Раевский А.С., Седаков А.Ю. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2015. Т. 18. № 2. С. 33.
7. Раевский А.С., Раевский С.Б. // РЭ. 2018. Т. 63. № 1. С. 14.
8. Бузова М.А., Ключев Д.С., Минкин М.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. Вып. 11. С. 80.
9. Бузова М.А., Дементьев А.Н., Ключев Д.С. и др. // ДАН. 2018. Т. 480. № 5. С. 533.
10. Ильинский А.С., Галишикова Т.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 1. С. 46.
11. Ильинский А.С. // Дифференциальные уравнения. 2016. Т. 52. № 9. С. 1284.
12. Ильинский А.С., Галишикова Т.Н. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 829.
13. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture notes in physics. Berlin: Springer-Verlag, 1989.
14. Semchenko I.V., Tretyakov, S.A., Serdyukov A.N. // Progress in Electromagnetics Research (PIER). 1996. V. 12. P. 335.
15. Ключев Д.С., Нещерет А.М., Осипов О.В., Почепцов А.О. // Успехи соврем. радиоэлектроники. 2015. № 11. С. 67.
16. Нещерет А.М. // Радиотехника. 2016. № 4. С. 118.
17. Дементьев А.Н., Ключев Д.С., Неганов В.А., Соколова Ю.В. Сингулярные и гиперсингулярные интегральные уравнения в теории зеркальных и полосковых антенн. М.: Радиотехника, 2015.
18. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Полосково-шелевые структуры сверх- и крайневых частот. М: Физматлит, 1996.
19. Тихонов А.Н., Дмитриев В.И., Захаров Е.В. // Проблемы вычислительной математики. М.: Изд-во МГУ, 1980. С. 57.
20. Математический анализ (функции, пределы, ряды, цепные дроби) / Под ред. Люстерника Л.А. и Янпольского А.Р. М.: Физматгиз, 1961.
21. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовица М. и Стиган И. М.: Физматгиз, 1979.