

## Электродинамика планарных отражающих структур с киральными слоями на основе тонкопроволочных спиральных элементов

О.В. Осипов<sup>1</sup>, А.О. Почепцов<sup>1</sup>, Т.А. Антипова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
443010, Российская Федерация, г. Самара  
ул. Л. Толстого, 23

<sup>2</sup> Самарский государственный медицинский университет  
443099, Российская Федерация, г. Самара  
ул. Чапаевская, 89

В работе рассматриваются методы расчета электродинамических характеристик одно и многослойных планарных киральных метаматериалов на основе тонкопроволочных идеально проводящих спиралей, размещенных в диэлектрическом контейнере. На основе соотношения Максвелла – Гарнетта для кирального метаматериала определена эффективная диэлектрическая проницаемость. В работе получены дисперсионные зависимости материальных параметров для рассматриваемого метаматериала. Решены задачи об отражении плоских электромагнитных волн от метаструктур на основе одного и двух планарных слоев кирального метаматериала. Доказана возможность дискретно-многочастотной концентрации падающей СВЧ-энергии на ряде резонансных частот. Рассмотрена матричная теория для описания многослойного кирального метаматериала и получены соотношения для матриц передач кирального слоя на основе спиралей. Доказано, что двухслойный кирально-диэлектрический метаматериал на основе тонкопроволочных проводящих микроспиралей вблизи заранее заданной частоты позволяет выполнять частотно-селективное преобразование нормально падающего потока электромагнитной энергии в азимутальное рассеяние в плоскости метаструктуры.

*Ключевые слова:* электродинамика, метаматериал, метаструктура, электромагнитная волна, киральная среда, соотношения Максвелла – Гарнетта, эффективная диэлектрическая проницаемость, планарный киральный слой, сверхвысокие частоты, концентрация энергии.

В настоящее время несомненный интерес в СВЧ- и оптическом диапазонах представляет исследование, так называемых, метаматериалов, то есть структур, обладающих нетипичными для естественных сред электромагнитными свойствами. Одними из весьма интересных с точки зрения использования метаматериалов являются киральные среды, которые представляют собой композиционные структуры, состоящие из однородного контейнера и размещенных в нем проводящих элементов зеркально асимметричной формы. Начиная с 90-х гг. XX века имеется громадное число научных публикаций, посвященных исследованию киральных сред и структур на их основе. Подробно исследованы такие киральные элементы как объемные и плоские спиралы, S-элементы, гаммадионы, двойные разомкнутые кольца, элементы Телледжена и др. Значительный вклад в развитие теории киральных метаматериалов внесли С.А. Третьяков, С.Л. Просвирнин, И.В. Семчен-

ко, А.Н. Sihvola, А.Д. Шатров, В.В. Шевченко, I.V. Lindell, Б.З. Каценеленбаум, А.А. Viitanen, А. Lakhtakia и многие другие [1–11]. Основными применениями киральных сред являются создаваемые на их основе частотно и поляризационно-селективные устройства СВЧ, преобразователи поляризации, малоотражающие покрытия, среды с отрицательным преломлением и др.

Интересными с точки зрения использования в качестве киральных элементов являются тонкопроволочные элементы в виде разомкнутых колец с выступающими концами (элемент Телледжена), многовитковые спиралы, которые представляют собой некоторую суперпозицию электрических и магнитных диполей. Известны результаты исследования дифракции плоских электромагнитных волн на элементах Телледжена (С.А. Третьяков, F. Mariotte) [12], цилиндрах с винтовой спиральной проводимостью (Б.З. Каценеленбаум, А.Д. Шатров и др.) [8], где показано, что в структурах в виде длинных спиралей

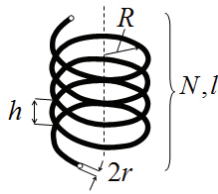


Рис. 1

малого по сравнению с длиной волны радиуса и решеток на их основе наблюдаются поляризационно селективные резонансные явления. В киральных средах на основе таких элементов выявлены частотно и поляризационно селективные свойства взаимодействия с электромагнитным излучением. В большинстве случаев для анализа электромагнитных свойств спиральных элементов используется теория электрических цепей и существует небольшое число работ, в которых предлагаются строгие электродинамические методы. Одной из проблем является построение дисперсионной модели кирального элемента и метасреды на основе совокупности таких элементов.

В предлагаемой работе в качестве объекта исследования выбран киральный метаматериал (КМ) на основе тонкопроволочных многовитковых спиралей, размещенных в однородном диэлектрическом контейнере. Интерес представляло построение математической модели спирального элемента, исходя из его электрических характеристик (индуктивности и емкости), а также модели самого метаматериала на основе матрицы из спиральных элементов. В результате построения такой модели получены частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости и параметра киральности. Другим интересным аспектом является исследование многослойных и периодически неоднородных киральных метаструктур на основе спиральных элементов с использованием новой дисперсионной модели. С практической точки зрения, получены результаты, касающиеся возможности применения кирального метаматериала для частотно селективного перенаправления потока падающей СВЧ-энергии путем его преобразования в переизлучение в плоскости метаструктуры на определенных частотах [13; 14].

В работах [15; 16] построена математическая модель тонкопроволочного идеально проводящего спирального элемента и метаматериала на основе совокупности таких элементов, учитывающая дисперсию материальных параметров и взаимодействие между соседними элементами.

На основе теории цепей были рассчитаны через индуктивность и емкость резонансные частоты тонкопроволочного многовиткового кирального элемента. В отличие от других работ, при расчете емкости были рассчитаны поправки, связанные с межвитковой емкостью спирали, а также учтено взаимодействие спирали с соседними элементами путем вычисления межэлементной емкости. Использование подобной низкочастотной модели элемента позволило учесть произвольное число витков спирального элемента и также его электромагнитное взаимодействие с окружающими спиралями, что является крайне важным в силу наличия пространственной дисперсии киральной среды. Также в отличие от большинства других моделей, проволока не считается бесконечно тонкой. Геометрия спирального элемента приведена на рис. 1. На рис. 1 введены следующие обозначения:  $N$  – число витков;  $R$  – радиус витка;  $h$  – шаг спирали;  $l$  – длина спирали в развернутом состоянии и  $r$  – радиус тонкой проволоки.

После вычисления резонансной частоты спирального элемента  $\omega_0$  метаматериал описывался формулой Максвелла – Гарнетта с учетом дисперсии [11; 17]:

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_s}{\varepsilon + 2\varepsilon_s} = \alpha \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_s}{\varepsilon_r + 2\varepsilon_s};$$

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_r + \frac{\beta_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad (1)$$

$$\chi(\omega) = A \frac{\beta_0^2 \omega}{c(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

где  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость контейнера;  $\beta_0$  – параметр, имеющий размерность частоты и связанный с внутренними процессами в среде;  $c$  – скорость света;  $A$  – параметр, имеющий размерность длины;  $\alpha$  – объемная концентрация микроэлементов в контейнере.

При подстановке в (1) явного выражения для резонансной частоты  $\omega_0$ , получаются выражения для диэлектрической проницаемости и параметра киральности кирального метаматериала на основе тонкопроволочных спиральных элементов с учетом дисперсии в рамках предлагаемой модели. В дальнейшем расчеты показали, что использование предлагаемой низкочастотной модели ограничено по частоте и частотный предел использования определяется соотношениями между линейными размерами спиральных

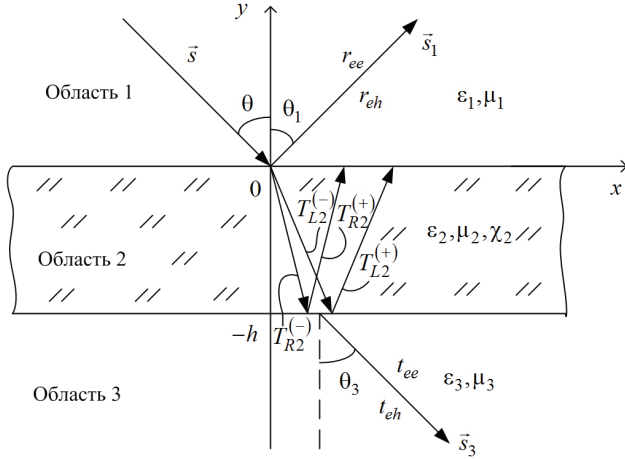


Рис. 2

элементов и длиной волны падающего СВЧ-излучения.

Далее было рассмотрено решение задачи об отражении плоской электромагнитной волны (ПЭМВ) линейной поляризации от планарного слоя кирального метаматериала на основе совокупности тонкопроволочных спиральных элементов в рамках предложенной дисперсионной модели. Геометрия задачи приведена на рис. 2. Область 2 на рис. 2 представляет собой планарный слой кирального метаматериала с параметрами  $\epsilon_2(\omega)$ ,  $\mu_2$  и  $\chi_2(\omega)$ ; области 1 и 3 – диэлектрические среды. На слой КМ падает ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией под углом  $\theta$ . В результате решения электродинамической задачи требуется определить коэффициенты отражения ( $r_{ee}, r_{eh}$ ) и прохождения ( $t_{ee}, t_{eh}$ ) основных и кросс-поляризованных компонент поля. Здесь уместно отметить, что при взаимодействии электромагнитного поля (ЭМП) с киральными средами, всегда возникает кросс-поляризации, то есть переизлучение поля с составляющими векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ , которые отсутствуют в структуре ЭМП падающей волны.

Для описания кирального метаматериала были использованы материальные уравнения, согласно формализму Линделла – Сиволы [1]:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon(\omega) \vec{E} - i \chi(\omega) \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} + i \chi(\omega) \vec{E}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\epsilon(\omega)$ ,  $\mu$ ,  $\chi(\omega)$  – относительные диэлектрическая, магнитная проницаемости и параметр киральности метаматериала с учетом дисперсии. Материальные уравнения (2) записаны в Гауссовой системе единиц для правых форм киральных элементов для гармонической зависимости векторов поля от времени.

Решение задачи осуществлялось методом частных областей. На первом этапе уравнения Максвелла в дифференциальной форме для ЭМП в киральном метаматериале были сведены известным методом замены к уравнениям Гельмгольца относительно, так называемых, полей Бельтрами:

$$\nabla^2 \vec{E}_R + k_R^2 \vec{E}_R = 0; \quad \nabla^2 \vec{E}_L + k_L^2 \vec{E}_L = 0, \quad (3)$$

где  $\vec{E}_{R,L}$  – векторы напряженности электрического поля волн с право и левокруговыми поляризациями в киральной среде (поля Бельтрами);  $k_{R,L}$  – волновые числа волн ПКП и ЛКП, определяемые как

$$k_{R,L} = k_0 \left( \epsilon^{1/2}(\omega) \mu^{1/2} \pm \chi(\omega) \right), \quad (4)$$

где  $k_0$  – волновое число для плоской электромагнитной волны в вакууме.

Решение уравнений (3) определяет ЭМП в слое кирального метаматериала:

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L, \quad \vec{H} = i \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (\vec{E}_R - \vec{E}_L). \quad (5)$$

Электромагнитное поле в киральном слое 2 будет представлять собой суперпозицию 4-х волн: 2 волны, преломленные в слой из области 1 с ПКП и ЛКП и 2 волны, отраженные от области 3 с ПКП и ЛКП.

На следующем этапе решения задачи из уравнений Максвелла определяются векторы ЭМП в областях 1 и 2, а затем используются граничные условия для тангенциальных компонент векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  на двух границах раздела «Область 1 – КМ» и «КМ – область 3». При подстановке выражений для составляющих векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  в областях 1, 2, 3 в граничные условия:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau^{(1)}(y=0) &= \vec{E}_\tau^{(2)}(y=0); \\ \vec{H}_\tau^{(1)}(y=0) &= \vec{H}_\tau^{(2)}(y=0); \\ \vec{E}_\tau^{(2)}(y=-h) &= \vec{E}_\tau^{(3)}(y=-h); \\ \vec{H}_\tau^{(2)}(y=-h) &= \vec{H}_\tau^{(3)}(y=-h), \end{aligned} \quad (6)$$

получаем неоднородную систему из 8-и линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения:

$$\vec{A} \vec{T} = \vec{P}, \quad (7)$$

где  $\vec{A}$  – квадратная матрица размером  $8 \times 8$ , явный вид элементов которой в автореферате не приводится в силу их громоздкости;

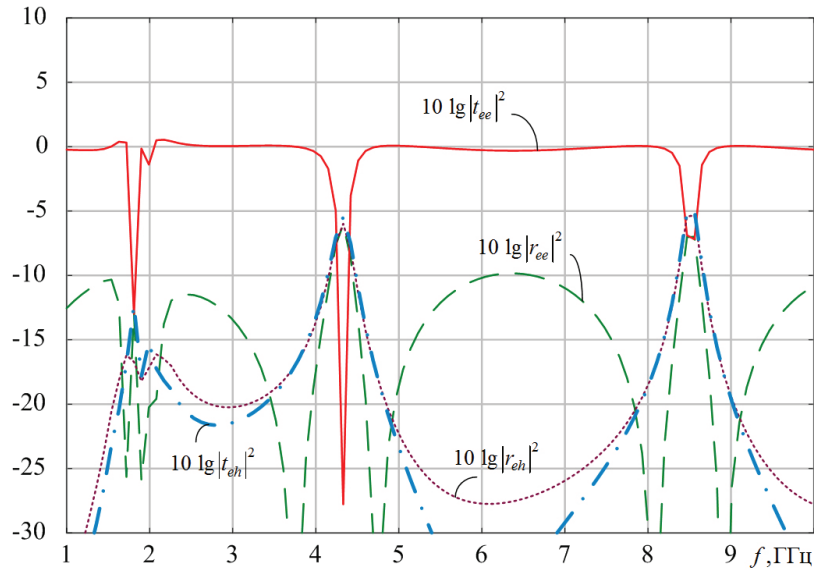


Рис. 3

$$\begin{aligned} \vec{T} &= \\ &= \begin{bmatrix} r_{ee} & r_{eh} & T_R^{(+)} & T_R^{(-)} & T_L^{(+)} & T_L^{(-)} & t_{ee} & t_{eh} \end{bmatrix}; \\ \vec{P} &= \\ &= \begin{bmatrix} 0 & -1 & \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta / \sqrt{\mu_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Коэффициенты матрицы  $\vec{A}$  определяются геометрическими параметрами контейнера и спиральных элементов; материальными параметрами кирального слоя и областей 1 и 3, а также учитывают дисперсию  $\varepsilon_2(\omega)$  и  $\chi_2(\omega)$  и, как следствие, форму включений.

На рис. 3 представлены частотные зависимости отраженной и прошедшей мощностей основной и кросс-поляризованной компонент поля в диапазоне от 1 до 10 ГГц. Сплошными кривыми на рис. 3 показаны зависимости прошедшей мощности основной компоненты ( $10 \lg |t_{ee}|^2$ ); штриховыми линиями – отраженной мощности основной компоненты ( $10 \lg |r_{ee}|^2$ ); штрихпунктирными линиями – прошедшей мощности кросс-поляризованной компоненты ( $10 \lg |t_{eh}|^2$ ); точечными линиями – отраженной мощности кросс-поляризованной компоненты ( $10 \lg |r_{eh}|^2$ ). Падение волны на метаструктуру считалось нормальным. Расчет был выполнен при следующих значениях параметров структуры:  $R = 0.01$  м,  $N = 3$ ,  $r = 0.002$  м,  $H = 0.05$  м,  $d = 0.05$  м.

На частоте 1.88 ГГц наблюдается условия для наилучшей концентрации энергии падающего излучения, так как уровни прошедшей мощности основной и кросс-поляризованной компонент поля имеют близко расположенные по частоте локальные минимумы (уровни ослабления прошедших мощностей основного и кросс-

поляризованного поля более 20 дБ). Из рис. 3 видно, что вблизи частоты 1.88 ГГц на характеристике наблюдаются резонансные минимумы коэффициентов прохождения и отражения основной компоненты. В этом случае нормально падающий поток энергии ЭМП преобразуется в ток энергии в плоскости метаматериала. На других частотах метаструктура является полностью прозрачной и падающее излучение через нее проходит практически без ослабления (вблизи 0 дБ). Таким образом, можно трактовать рассматриваемую структуру как частотно селективный концентратор СВЧ-энергии в районе частоты 1.88 ГГц. Также заметим, что исследуемая метаструктура по свойствам является эквивалентной естественному кристаллу (или искусственной брэгговской решетке) в оптическом диапазоне, а именно частоты резонансных минимумов ослабления прошедшей мощности основной компоненты поля вычисляются из условия Вульфа – Брэгга. Таким образом, достигается возможность дискретно-многочастотной концентрации падающей СВЧ-энергии на ряде резонансных частот.

В работе [18] получены выражения для элементов тензора поверхностного импеданса кирального метаматериала на основе совокупности тонкопроволочных спиральных элементов. В качестве использования тензора поверхностного импеданса для КМ и доказательства их применимости получены известные формулы Френеля для киральной среды без учета дисперсии.

Тензор поверхностного импеданса для КМ имеет следующий вид:





слой кирального метаматериала с параметрами  $\varepsilon_2(\omega)$ ,  $\mu_2$  и  $\chi_2(\omega)$ ; область 3 – однородный слой диэлектрика; области 1 и 4 – диэлектрические среды. На двухслойную структуру падает ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией под углом  $\theta$ . В результате решения электродинамической задачи требуется определить коэффициенты отражения ( $r_{ee}, r_{eh}$ ) и прохождения ( $t_{ee}, t_{eh}$ ) основных и кросс-поляризованных компонент поля.

Матрица передачи кирального слоя 2 определяется соотношением (8), в то время как матрица передачи диэлектрического слоя 3 получается из (9) при  $\chi = 0$ . Матрица передачи всей метаструктуры получается путем перемножения матриц двух слоев.

На последнем этапе решение задачи сводится к системе из 12-ти линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения волн во внешних областях и внутренних слоях. Все коэффициенты обозначены на рис. 6. Индекс «e» относится к полю основной компоненты, индекс «h» – к полю кросс-поляризованной компоненты.

На рис. 5 представлены частотные зависимости отраженной и прошедшей мощностей основной компоненты поля в диапазоне от 1 до 6 ГГц. Штриховыми кривыми на рис. 7 показаны зависимости прошедшей мощности основной компоненты ( $\alpha_{\text{пр}} = 10 \lg |t_{ee}^{(4)}|^2$ ); сплошными линиями – отраженной мощности основной компоненты ( $\alpha_{\text{обр}} = 10 \lg |r_{ee}^{(1)}|^2$ ). Падение волны на метаструктуру считалось нормальным для того, чтобы степень кросс-поляризации поля была незначительной. Диэлектрический слой обладает материальными параметрами  $\varepsilon = 1.8$ ,  $\mu = 1$  (пенополистирол) и толщиной 3 мм. Киральный слой выполнен на основе контейнера из пенополистирола толщиной 5 мм:  $\varepsilon = 1.8 - i \cdot 0.1$ ,  $\mu = 1$ . Киральные спиральные элементы состоят из 2 витков радиусом 1 см и расположены на расстоянии 5 см друг от друга. Внешние области считались вакуумными. Как видно из рис. 5, на зависимостях наблюдаются узкие резонансные максимумы ослабления энергии в прямом направлении, на которых возможно эффективное преобразование нормально падающего СВЧ-излучения в боковое рассеяние в плоскости структуры. Из рис. 5 следует, что на частотах 2.7, 3.25, 3.6, 3.8 ГГц возможна ситуация, когда уровни ослабления в прямом направлении достигают  $-30$  дБ.

В заключение перечислим основные выводы из результатов проведенных исследований электромагнитных характеристик планарных киральных структур на основе тонкопроволочных идеально проводящих элементов спиральной формы:

1. Предложена математическая модель на основе формулы Максвелла – Гарнетта и получены дисперсионные зависимости диэлектрической проницаемости и параметра киральности для кирального метаматериала на основе совокупности тонкопроволочных идеально проводящих элементов спиральной формы.

2. Доказано, что в однослойном киральном метаматериале на основе тонко-проволочных многовитковых спиральных элементов возможно преобразование нормально падающего потока СВЧ-энергии на некоторых частотах в азимутальное рассеяние в плоскости метаматериала.

3. В работе теоретически предсказана возможность дискретно-многочастотной концентрации падающей СВЧ-энергии при помощи однослойной киральной метаструктуры на ряде резонансных частот.

4. Доказано, что двухслойный кирально-диэлектрический метаматериал на основе тонкопроволочных проводящих микроспиралей вблизи заранее заданной частоты позволяет выполнять частотно-селективное преобразование нормально падающего потока электромагнитной энергии в азимутальное рассеяние в плоскости метаструктуры.

## Список литературы

1. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media / I.V. Lindell [et al.]. London: Artech House, 1994. 291 p.
2. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture Notes in Physics. Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989. 121 p.
3. Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. Field equations, Huygens's principle, integral equations, and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in isotropic chiral media // Journal of the Optical Soc. of America. 1988. Vol. 5. № 2. P. 175–184.
4. Третьяков С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 10. С. 1457–1470.
5. Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. Field equations, Huygens's principle, integral equations, and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in

- isotropic chiral media // *Journal of the Optical Soc. of America*. 1988. Vol. 5. № 2. P. 175–184.
6. Umari M.H., Varadan V.V., Varadan V.K. Rotation and dichroism associated with microwave propagation in chiral composite samples // *Radio Sci.* 1991 Vol. 26. № 5. P. 1327–1334.
  7. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
  8. Киральные электродинамические объекты / Б.З. Каценеленбаум [и др.] // *Успехи физических наук*. 1997. Т. 167. № 11. С. 1201–1212.
  9. Шевченко В.В. Дифракция на малой киральной частице // *Радиотехника и электроника*. 1995. Т. 40. № 12. С. 1777–1788.
  10. Просвирнин С.Л. Преобразование поляризации при отражении волн микрополосковой решеткой из элементов сложной формы // *Радиотехника и электроника*. 1999. Т. 44. № 6. С. 681–686.
  11. Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov A.N. Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years // *Progress in Electromagnetics Research*. 1996. Vol. 12. P. 335.
  12. Tretyakov S.A., Mariotte F. Maxwell Garnett modeling of uniaxial chiral composites with bianisotropic inclusions // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. 1995. Vol. 9. № 7/8 С. 1011–1025.
  13. Осипов О.В., Плотников А.М., Салимова Н.Р. Использование эффекта азимутального рассеяния электромагнитных волн метаструктурой на основе элементов Телледжена в прикладных задачах электродинамики // *Инфокоммуникационные технологии*, 2012. Т. 10. № 1. С. 8–15.
  14. Осипов О.В., Плотников А.М., Салимова Н.Р. Влияние формы спиральных элементов на рассеивающие свойства бианизотропной метасреды // *Инфокоммуникационные технологии*. 2014. Т. 12. № 1. С. 19–24.
  15. Осипов О.В., Почепцов А.О., Юрасов В.И. Киральный метаматериал для частотно селективной концентрации энергии сверхвысокочастотного излучения // *Инфокоммуникационные технологии*. 2014. Т. 12. № 4. С. 76–82.
  16. Анализ микрополосковой антенны на киральной подложке с учетом пространственной дисперсии / Д.С. Клюев [и др.] // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2015. № 11. С. 67–72.
  17. Сушко М.Я., Крисъкив С.К. Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // *Письма в журнал технической физики*. 2009. Т. 79. Вып. 3. С. 97–101.
  18. Матричные методы расчета характеристик многослойных планарных метаматериалов при наличии киральности и пространственной дисперсии / Д.С. Клюев [и др.] // *Инфокоммуникационные технологии*. 2017. Т. 15. № 3. С. 217–226.
  19. Osipov O.V., Panferova T.A. Approximate boundary conditions for thin chiral layers with curvilinear surfaces // *Journal of Communications Technology and Electronics*. 2010. Vol. 55(5). P. 532–534.
  20. Неганов В.А., Осипов О.В. Электродинамика отражающих и волноведущих структур с искусственными киральными слоями // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2005. № 8. С. 20–45.

## Electrodynamics of planar reflecting structures with chiral layers based on thin-wire helix

*O.V. Osipov, A.O. Pocheptsov, T.A. Antipova*

Methods for calculating the electrodynamic characteristics of single and multi-layered planar chiral metamaterials based on fine-wired ideally conducting helices placed in a dielectric container are considered in this paper. The effective dielectric constant of the chiral metamaterial is determined on the basis of the Maxwell – Garnett relations. In this paper the dispersion dependences of the material parameters for the considered metamaterial are obtained. The problems of the plane electromagnetic waves reflection from metastructures based on one and two planar layers of the chiral metamaterial have been solved. The possibility of incident microwave energy discrete multi-frequency concentration at a number of resonant frequencies is proved. The matrix theory for describing a multilayer chiral metamaterial and the obtained relations for the transfer matrices of the chiral layer based on helices are considered. It is proved that a two-layer chiral-dielectric metamaterial based on thin-wire conducting helices near a predetermined frequency allows frequency-selective conversion of a normally incident flux of electromagnetic energy into azimuthal scattering in the plane of the metastructure.

*Keywords:* electrodynamic, metamaterial, metastructure, electromagnetic wave, chiral medium, Maxwell – Garnett relations, effective dielectric constant, planar chiral layer, microwave frequencies, energy concentration.