

Исследование электромагнитных свойств поперечной вставки на основе планарного слоя кирального метаматериала в прямоугольном волноводе

И.Ю. Бучнев, О.В. Осипов

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Россия, г. Самара,
ул. Л. Толстого, 23

Аннотация – В работе рассмотрено решение задачи дифракции основной волны прямоугольного волновода H_{10} на планарной поперечной вставке из кирального метаматериала, созданного на основе тонкопроволочных проводящих спиральных микроэлементов. Для описания кирального слоя построена частная математическая модель, учитывающая свойства гетерогенности и дисперсии диэлектрической проницаемости и параметра киральности искусственной среды. Для учета свойства гетерогенности использовалась известная в физике модель Максвелла Гарнетта. Для учета дисперсии диэлектрической проницаемости была применена формула Друде – Лоренца, а для параметра киральности – формула Кондона. Решение задачи дифракции основной волны прямоугольного волновода на планарном слое из кирального метаматериала проводилось методом частичных областей и было сведено к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения. Показано, что при наличии поперечного кирального слоя в волноведущей структуре возникает кросс-поляризованная по отношению к основной волна типа H_{01} . Анализ частотных зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения основной H_{10} и кросс-поляризованной H_{01} показал, что в некоторых узких интервалах частот в одноволновом режиме возникают ситуации, когда реализуется режим замены основного типа волны с H_{10} на H_{01} вблизи резонансных частот. Рассматриваемая линия передачи может найти применение при создании частотно-селективных фильтров и преобразователей поляризации СВЧ-диапазона.

Ключевые слова – киральная среда; киральный метаматериал; метаматериал; спираль; пространственная дисперсия; частотная селективность; модель Максвелла Гарнетта; модель Кондона; прямоугольный волновод; одноволновый режим; основная волна; кросс-поляризация.

Введение

В настоящее время активно изучаются электромагнитные свойства широкого разнообразия искусственных структур, называемых метаматериалами [1–5]. Это связано с тем, что использование композиционных сред позволяет получить новые электромагнитные свойства, недостижимые при использовании «классических» материалов. Любой метаматериал представляет собой пространственную композицию среды, выполняющей роль контейнера, в которой некоторым образом замещены области (объемы) на основе материала другого типа. В СВЧ-диапазоне контейнеры обычно являются диэлектрическими, а внедряемые области – проводящими. Уже на этапе разработки возможно проектирование структуры метаматериала с целью получения заранее требуемых свойств взаимодействия электромагнитного поля с метаматериалом. В большинстве случаев внедряемые области представляют собой резонансные проводящие микроэлементы. В случае когда микроэлементы обладают зеркально асимметричной формой, метаматериал принято называть киральным (от греч. $\chi\rho\omicron$ – «рука») [6–10]. В классиче-

ском понимании киральный метаматериал – это композиционная среда, состоящая из диэлектрического контейнера, в котором равномерно размещены и хаотически ориентированы проводящие микроэлементы зеркально асимметричной формы. В научной литературе рассмотрено большое количество разных типов киральных элементов: трехмерные (элементы Телледжена, одно- и многозаходные спирали, взаимоортогональные спирали и т. п.) и двумерные (S-элементы, гамма-дионы, разомкнутые кольца, спирали Архимеда и т. п.). Основными свойствами кирального метаматериала являются: распространение двух волн с право и левокруговыми поляризациями, а также кросс-поляризация поля. Киральные метаматериалы в настоящее время активно применяются в СВЧ- и антенной технике. Основными применениями КММ являются циркуляторы, фазовращатели, фильтры, антенны на подложках из КММ, киральные линии передачи и т. п. [11–13]. Здесь уместно заметить, что в силу того, что киральные микроэлементы являются резонансными частями, то устройства СВЧ на основе КММ будут обладать частотно-селективными свойствами.

Значительный интерес представляет использование КММ в структурах линий передачи СВЧ. Первая работа по этой тематике была опубликована в 1988 году [14]. В ней исследовались собственные волны плоского кирального волновода, ограниченного идеально проводящими плоскостями. Подробно изучено распространение волн в открытых и закрытых круглых однородно заполненных киральных волноводах [15–17]. В работе [18] исследовались собственные волны плоского двухслойного кирально-диэлектрического волновода без ограничения на толщину структуры. В [19] изложена подробная теория распространения собственных волн в кироволноводах. Проанализированы также волны в киральных волноводах с импедансными стенками [20]. Анализ волноводов прямоугольного сечения требует применения численных методов [21]. В работе [22] проведен анализ собственных волн планарного кирального волновода. Технологии создания киральных и бианизотропных волноводов рассмотрены в [23].

Заметим, что в большинстве приведенных выше работ использовалась стандартная математическая модель киральной среды, основанная на использовании материальных уравнений в формализме Линделла-Сиволы [6] (в режиме гармонического сигнала при зависимости векторов от времени в виде $\exp(i\omega t)$):

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \mp i\chi \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi \vec{E}, \quad (1)$$

где \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} – комплексные амплитуды векторов напряженностей и индукций электрического и магнитного полей; i – мнимая единица; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость КММ; μ – относительная магнитная проницаемость КММ; χ – относительный параметр киральности. В (1) верхние знаки соответствуют КММ на основе зеркально асимметричных микроэлементов с правой закруткой, а нижние знаки – на основе зеркально асимметричных микроэлементов с левой закруткой. Соотношения (1) записаны в Гауссовой системе единиц.

При этом в большинстве работ авторы предполагают, что, во-первых, материальные параметры являются постоянными и не зависят от частоты падающего электромагнитного поля, а во-вторых, что КММ является однородным, то есть не учитывают при расчете эффективной диэлектрической проницаемости различие в значениях этого параметра для контейнера и областей, занятых киральными микроэлементами.

В работах [24–26] предложены обобщенные и частные математические модели киральных метаматериалов, учитывающие дисперсию и гетерогенность. Гетерогенность возникает вследствие того, что КММ представляет собой совокупность среды-контейнера и областей с другими значениями материальных параметров, в которых найдутся зеркально асимметричные микроэлементы.

Некоторые математические модели КММ описаны в [34; 35].

В данной работе предлагается для описания электромагнитных свойств кирального слоя использовать частную математическую модель для метаматериала, учитывающую киральность, дисперсию и гетерогенность. Метаматериал при этом создается на основе равномерной совокупности тонкопроволочных проводящих спиральных элементов.

Основной целью работы является решение задачи дифракции основной волны прямоугольного волновода H_{10} на поперечной вставке из КММ. При этом для описания кирального слоя будет использоваться модель, в которой материальные параметры $\epsilon(\omega)$; $\chi(\omega)$ являются частотно-зависимыми.

1. Разработка частной математической модели КММ на основе тонкопроволочных спиральных микроэлементов

Рассмотрим структуру метаматериала, состоящего из диэлектрического контейнера с относительными проницаемостями ϵ_c , μ_c , в котором размещены зеркально асимметричные проводящие микроэлементы. Области, в которых расположены зеркально асимметричные элементы, обладают относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_s , μ_s . Линейные размеры областей обозначим через d , а расстояние между соседними элементами – через l . Общая структурная схема КММ приведена на рис. 1.

Эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости метаматериала будут функционально зависеть от проницаемостей контейнера и киральных областей: $\epsilon = \epsilon(\epsilon_c, \epsilon_s)$; $\mu = \mu(\mu_c, \mu_s)$.

Указанные функциональные зависимости для гетерогенных сред определяются различными моделями (модель Максвелла Гарнетта, модель Бругемана и т. п.) [27–29].

В модели Максвелла Гарнетта используются следующие функциональные соотношения:

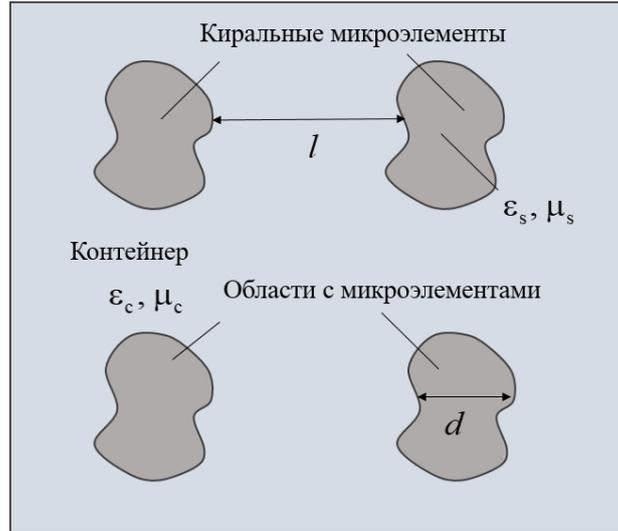


Рис. 1. Структурная общая схема метаматериала
 Fig. 1. Structural general scheme of the metamaterial

$$\varepsilon = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x}{1 - \alpha\varepsilon_x}; \quad \varepsilon_x = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_c}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_c}, \quad (2)$$

где ε – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала; ε_c – относительная диэлектрическая проницаемость контейнера; ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость киральных областей; α – объемная концентрация киральных областей.

Для учета дисперсии диэлектрической проницаемости киральных областей будем использовать формулу Друде – Лоренца:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega_p^2}{\omega_0^2 + 2i\delta_e\omega - \omega^2}, \quad (3)$$

где ε_∞ – асимптотическое значение диэлектрической проницаемости при $\omega \rightarrow \infty$; δ_e – коэффициент демпфирования; ω_p^2 – резонансная частота поглощения; ω_0^2 – резонансная частота микроэлемента, которая затем вычисляется для конкретного кирального микроэлемента в квазистационарном приближении.

Для учета дисперсии параметра киральности воспользуемся формулой Кондона [30–31]:

$$\chi(\omega) = \frac{\omega_0^2\beta_0\omega}{\omega_0^2 + 2i\delta_x\omega_0\omega - \omega^2}, \quad (4)$$

где β_0 – постоянная, имеющая обратную времени размерность и описывающая степень зеркальной асимметрии микроэлемента; δ_x – коэффициент демпфирования параметра киральности.

С учетом (2) и (3) получаем формулу для частотно-зависимой эффективной диэлектрической проницаемости КММ:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x(\omega)}{1 - \alpha\varepsilon_x(\omega)}; \quad (5)$$

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega_p^2}{\omega_0^2 + 2i\delta_e\omega - \omega^2} - \varepsilon_c}{\varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega_p^2}{\omega_0^2 + 2i\delta_e\omega - \omega^2} + 2\varepsilon_c},$$

Материальные уравнения для кирального метаматериала (без учета типа микроэлемента) с учетом (1), (4) и (5) имеют следующий вид:

$$\vec{D} = \varepsilon(\omega)\vec{E} \mp i\chi(\omega)\vec{H}, \quad \vec{B} = \mu\vec{H} \pm i\chi(\omega)\vec{E}; \quad (6)$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x(\omega)}{1 - \alpha\varepsilon_x(\omega)}; \quad \chi(\omega) = \frac{\omega_0^2\beta_0\omega}{\omega_0^2 + 2i\delta_x\omega_0\omega - \omega^2};$$

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_s(\omega) - \varepsilon_c}{\varepsilon_s(\omega) + 2\varepsilon_c}; \quad \varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega_p^2}{\omega_0^2 + 2i\delta_e\omega - \omega^2}.$$

Математическая модель (6) справедлива для случая, когда все киральные микроэлементы имеют тождественную форму и линейные размеры; расположены эквидистантно и хаотически ориентированы; магнитная проницаемость КММ является частотно-независимой.

На базе соотношений (6) строится частная математическая модель для КММ на основе конкретного типа зеркально асимметричного элемента.

Рассмотрим расчет резонансной частоты тонкопроволочного проводящего элемента в квазистационарном приближении [32].

Структура ячейки КММ на основе тонкопроволочного спирального элемента показана на рис. 2.

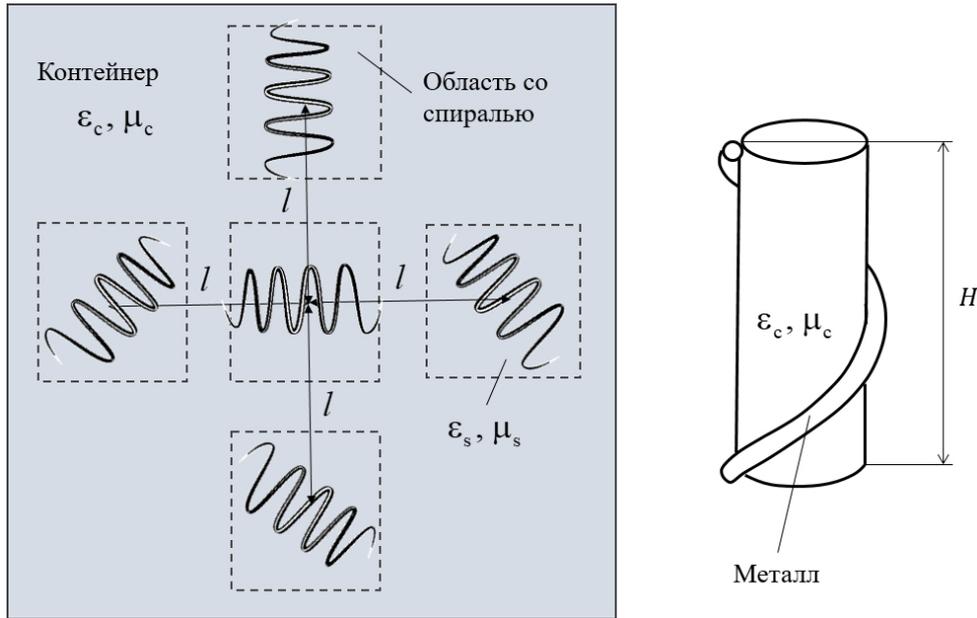


Рис. 2. Структура ячейки кирального метаматериала на основе тонкопроволочной спирали
 Fig. 2. Cell structure of a chiral metamaterial based on a thin-wire helix

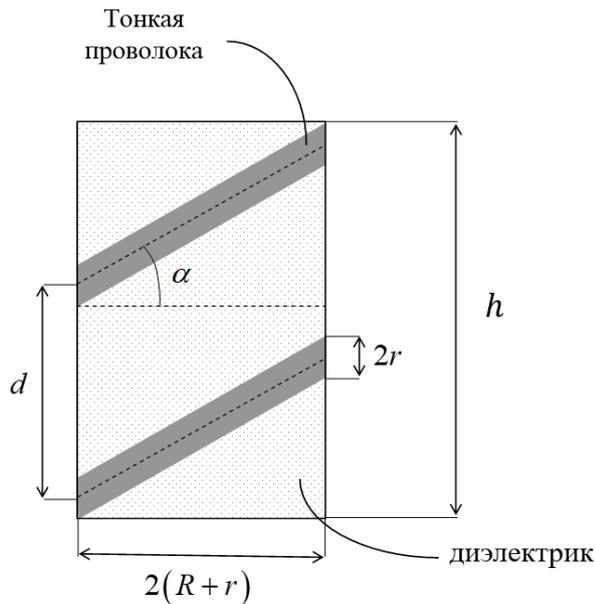


Рис. 3. Поперечный разрез цилиндрической оправки, на которую накручен тонкопроволочный спиральный элемент
 Fig. 3. Cross section of a cylindrical mandrel, on which a thin-wire spiral element is wound

На рис. 3 показан поперечный разрез спирального микроэлемента.

На рис. 3 введены следующие обозначения: H – высота контейнера; d – расстояние между витками спирали; R – внутренний радиус спирали; r – радиус проволоки; α – угол накрутки спирали; N – число витков спирали.

В квазистатическом приближении для расчета резонансной частоты воспользуемся в этом случае формулой Томсона:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \tag{7}$$

где L – индуктивность спирали; C – емкость спирали.

Индуктивность спирали вычисляется по формуле

$$L = \mu_c \frac{N^2 S}{g} = \mu_c \frac{\pi N^2 R^2}{g}, \tag{8}$$

где S – площадь витка спирали; g – длина развернутой проволоки; R – внутренний радиус спирали.

Емкость спирального элемента определяется емкостью проволоки, межвитковой емкостью и межэлементной емкостью:

$$C = C_{\text{пр}} + C_{\text{мв}} + C_{\text{мэ}}. \tag{9}$$

Емкость самой проводящей проволоки определяется из формулы для емкости прямолинейного проводника:

$$C_{\text{пр}} = \epsilon_c \frac{g}{18 \ln \left(\frac{2g}{r} \right) - 1}, \tag{10}$$

где r – радиус проволоки.

Межвитковая емкость спирали определяется следующим образом:

$$C_{\text{мв}} = \frac{\epsilon_c S_{\text{мв}} (N-1)}{d}, \tag{11}$$

где

$$S_{\text{мв}} = \pi \left[(R+2r)^2 - R^2 \right]$$

– площадь кольца, образуемого проволочным элементом; d – шаг спирали; N – число витков.

Расстояние между витками спирали можно выразить через высоту контейнера h и число витков спирали N следующим образом:

$$d = \frac{h}{N+1}, \quad (12)$$

Подставляя в формулу (11) выражение (12), получаем:

$$C_{\text{мв}} = \frac{\varepsilon_c \pi \left[(R+2r)^2 - R^2 \right] (N^2 - 1)}{h}. \quad (13)$$

Межэлементная емкость спирали определяется следующим образом:

$$C_{\text{мэ}} = \frac{\varepsilon_c S_{\text{мэ}}}{4l}, \quad (14)$$

где

$$S_{\text{мэ}} = \frac{4Nr(R+r)}{\cos \alpha}$$

– площадь пространства заполненного спиралью; r – радиус проволоки; l – расстояние между киральными элементами; $\alpha = \pi / [2(N+1)]$ – угол накрутки спирали. Коэффициент $1/4$ связан с пространственным расположением киральных элементов в контейнере.

Подставляя в формулу (14) выражения для угла накрутки спирали и площади, занимаемой киральным элементом, получаем:

$$C_{\text{мэ}} = \frac{\varepsilon_c Nr(R+r)}{l \cos \left[\frac{\pi}{2(N+1)} \right]}, \quad (15)$$

где R – внутренний радиус спирали; α – угол накрутки спирали; r – радиус проволоки; A – расстояние между киральными элементами; N – число витков; ε_c – диэлектрическая проницаемость контейнера.

Подставляя выражения (11), (13) и (15) в выражение для полной емкости (10), получаем:

$$C = \varepsilon_c \frac{g}{18 \ln \left(\frac{2g}{r} \right) - 1} + \frac{\varepsilon_c r N (R+r)}{l \cos \left[\frac{\pi}{2(N+1)} \right]} + \frac{\varepsilon_c \pi \left[(R+2r)^2 - R^2 \right] (N^2 - 1)}{h}. \quad (16)$$

С учетом соотношений (7), (8) и (16) для резонансной частоты однозаходного спирального элемента получаем:

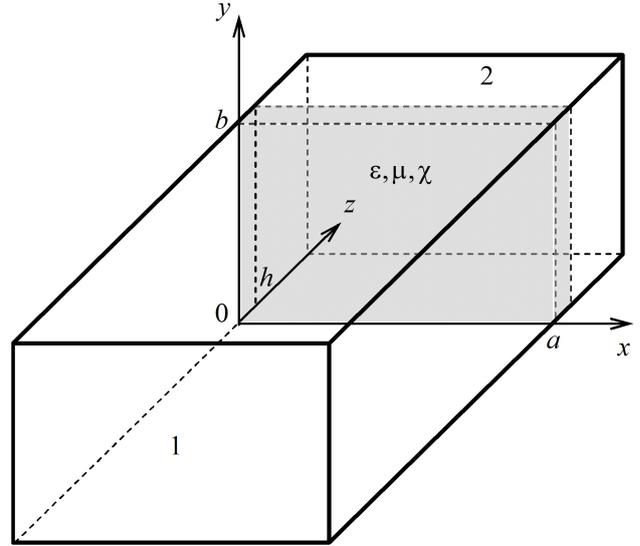


Рис. 4. Геометрия задачи
 Fig. 4. Geometry of the problem

$$\omega_0 = \frac{c\sqrt{g}}{\sqrt{\pi \varepsilon_c \mu_c N R K_x}}; \quad (17)$$

$$K_x = \sqrt{\frac{g}{18 \ln \left(\frac{2g}{r} \right) - 1}}$$

$$+ \frac{\pi \left[(R+2r)^2 - R^2 \right] (N^2 - 1)}{h} + \frac{rN(R+r)}{l \cos \left[\frac{\pi}{2(N+1)} \right]}.$$

Формула (17) получена в квазистатическом приближении, и ее использование возможно только в диапазоне $\omega \in (0; \omega_{\text{max}})$, где ω_{max} – максимальная частота, при которой элементы можно считать квазистационарными: $cT \gg 1$ (где c – скорость света; T – период колебаний электромагнитного поля).

Таким образом, частная математическая модель кирального метаматериала на основе равномерной совокупности тонкопроволочных спиральных элементов с учетом (1), (6) и (17) имеет следующий вид:

$$\vec{D} = \varepsilon(\omega) \vec{E} \mp i\chi(\omega) \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi(\omega) \vec{E}; \quad (18)$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha \varepsilon_x(\omega)}{1 - \alpha \varepsilon_x(\omega)}; \quad \chi(\omega) = \frac{\omega_0^2 \beta_0 \omega}{\omega_0^2 + 2i\delta_x \omega - \omega^2};$$

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_s(\omega) - \varepsilon_c}{\varepsilon_s(\omega) + 2\varepsilon_c}; \quad \varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega_p^2}{\omega_0^2 + 2i\delta_e \omega - \omega^2};$$

$$\omega_0 = \frac{c\sqrt{g}}{\sqrt{\pi \varepsilon_c \mu_c N R K_x}},$$

где

$$K_x = \frac{\sqrt{\frac{g}{18 \ln \left(\frac{2g}{r} \right) - 1}}}{\pi \left[\frac{(R+2r)^2 - R^2}{h} \right] (N^2 - 1) + \frac{rN(R+r)}{l \cos \left[\frac{\pi}{2(N+1)} \right]}}$$

2. Задача дифракции основной волны прямоугольного волновода H_{10} на планарной поперечной вставке из кирального метаматериала, созданного на основе тонкопроволочных проводящих спиральных микроэлементов

В работе проведено решение задачи дифракции волны H_{10} в прямоугольном волноводе на тонком киральном слое, который расположен перпендикулярно направлению передачи мощности. Геометрия задачи приведена на рис. 4.

При $z=0$ расположен тонкий киральный слой с материальными параметрами ϵ , μ и χ . Толщина кирального слоя меньше длины волны: $k_0 h \ll 1$ (h – толщина слоя; $k_0 = \omega/c$ – волновое число для плоской однородной электромагнитной волны в вакууме). Ограничивающие волновод стенки при $x=0; a$ и $y=0; b$ предполагаются идеально проводящими ($\sigma = \infty$).

Задача дифракции волны на поперечном киральном слое в прямоугольном волноводе решалась методом двухсторонних граничных условий (ДПГУ) для тонкого кирального слоя [33].

Предположим, на киральный слой из области $z < 0$ падает волна H_{10} с составляющими комплексных амплитуд электромагнитного поля E_y , H_x , H_z . Для данной геометрии задачи запишем двухсторонние приближенные граничные условия для тонкого кирального слоя следующим образом [33]:

$$\begin{aligned} E_y^{(1)} - E_y^{(2)} &= \frac{\chi h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(E_x^{(1)} + E_x^{(2)} \right) + \\ &+ \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \mu \left(H_x^{(1)} + H_x^{(2)} \right) + i\chi \left(E_x^{(1)} + E_x^{(2)} \right) \right\}, \\ H_y^{(1)} - H_y^{(2)} &= \frac{i\epsilon' h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(E_x^{(1)} + E_x^{(2)} \right) - \\ &- \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \epsilon \left(E_x^{(1)} + E_x^{(2)} \right) - i\chi \left(H_x^{(1)} + H_x^{(2)} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} - E_x^{(2)} &= -\frac{\chi h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(E_y^{(1)} + E_y^{(2)} \right) - \\ &- \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \mu \left(H_y^{(1)} + H_y^{(2)} \right) + i\chi \left(E_y^{(1)} + E_y^{(2)} \right) \right\}, \\ H_x^{(1)} - H_x^{(2)} &= \frac{i\epsilon' h}{2k_0 n_c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(E_y^{(1)} + E_y^{(2)} \right) + \\ &+ \frac{ik_0 h}{2} \left\{ \epsilon \left(E_y^{(1)} + E_y^{(2)} \right) - i\chi \left(H_y^{(1)} + H_y^{(2)} \right) \right\}, \end{aligned}$$

где $n_c^2(\omega) = \epsilon(\omega)\mu - \chi^2(\omega)$; индексы «1» и «2» соответствуют областям волновода, расположенным при $z < 0$ и $z > h$.

Предположим, что падающая волна H_{10} падает на киральный слой из $z = -\infty$ и волновод согласован при $z = +\infty$. Поле падающей волны на любой неоднородности создает отражение и прохождения основной волны H_{10} . Из решения однородных уравнений Гельмгольца с учетом граничных условий при $x=0; a$ и уравнений Максвелла запишем выражения для тангенциальных составляющих $E_y^{(j)}$ и $H_x^{(j)}$ ($j=1, 2$) поля волны H_{10} в первой и второй изотропных областях [33]:

$$E_y^{(1)} = \left(e^{-i\gamma_{10}z} + R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right); \quad (20)$$

$$E_y^{(2)} = T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right),$$

$$H_x^{(1)} = -\frac{\gamma_{10}}{k_0} \left(e^{-i\gamma_{10}z} - R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right); \quad (21)$$

$$H_x^{(2)} = -\frac{\gamma_{10}}{k_0} T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right),$$

где $\gamma_{10} = \sqrt{k_0^2 - (\pi/a)^2}$ – постоянная распространения волны H_{10} в прямоугольном волноводе с вакуумным заполнением; R_{10} , T_{10} – неизвестные коэффициенты отражения и прохождения волны H_{10} . Амплитуда падающей волны H_{10} предполагалась равной 1.

Вследствие кросс-поляризации поля при падении волны H_{10} на киральный слой в областях 1 и 2 волновода будут также появляться тангенциальные составляющие $E_x^{(j)}$ и $H_y^{(j)}$ ($j=1, 2$) и возникнуть кросс-поляризованная волна H_{01} с составляющими (когда $a \geq 2b$):

$$E_x^{(1)} = R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin \left(\frac{\pi y}{b} \right); \quad (22)$$

$$E_x^{(2)} = T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin \left(\frac{\pi y}{b} \right);$$

$$H_y^{(1)} = -\frac{\gamma_{01}}{k_0} R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right);$$

$$H_y^{(2)} = \frac{\gamma_{01}}{k_0} T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right),$$

где $\gamma_{01} = \sqrt{k_0^2 - (\pi/b)^2}$ – постоянная распространения волны H_{01} в прямоугольном волноводе с вакуумным заполнением; R_{01} , T_{01} – коэффициенты отражения и прохождения волны H_{01} соответственно.

Следовательно, выражения для тангенциальных к слою составляющих векторов электромагнитного поля имеют следующий вид:

$$E_y^{(1)} = \left(e^{-i\gamma_{10}z} + R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \quad (23)$$

$$H_y^{(1)} = -\frac{\gamma_{01}}{k_0} R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right);$$

$$E_x^{(1)} = R_{01} e^{i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right);$$

$$H_x^{(1)} = -\frac{\gamma_{10}}{k_0} \left(e^{-i\gamma_{10}z} - R_{10} e^{i\gamma_{10}z} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right);$$

в области 1;

$$E_y^{(2)} = T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \quad (24)$$

$$H_y^{(2)} = \frac{\gamma_{01}}{k_0} T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right);$$

$$E_x^{(2)} = T_{01} e^{-i\gamma_{01}z} \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right);$$

$$H_x^{(2)} = -\frac{\gamma_{10}}{k_0} T_{10} e^{-i\gamma_{10}z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right);$$

в области 2.

Подставляя в ДПГУ (19) выражения (23) и (24), получаем систему из четырех алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов R_{10} , R_{01} , T_{10} , T_{01} :

$$\vec{\mathbf{A}} \vec{\mathbf{R}} = \vec{\mathbf{F}}, \quad (25)$$

где

$$\vec{\mathbf{R}} = \{R_{10}, R_{01}, T_{10}, T_{01}\};$$

$$\vec{\mathbf{F}} = \left\{ \left[-1 - \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2} \right], \left[\frac{\chi\gamma_{10}h}{2} \right], \right.$$

$$\left. \left[-\frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) \right], \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} - \frac{i\varepsilon' k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) \right] \right\}^T.$$

Элементы матрицы $\vec{\mathbf{A}}$ имеют вид

$$A_{11} = 1 - \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2}; \quad A_{12} = \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2);$$

$$A_{13} = \left[-1 + \frac{i\mu\gamma_{10}h}{2} \right] e^{-i\gamma_{10}h};$$

$$A_{14} = \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2) e^{-i\gamma_{01}h}; \quad A_{21} = \frac{\chi\gamma_{10}h}{2};$$

$$A_{22} = -\frac{\gamma_{01}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2);$$

$$A_{23} = -\frac{\chi\gamma_{10}h}{2} e^{-i\gamma_{10}h};$$

$$A_{24} = \left[-\frac{\gamma_{01}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 + \alpha_{01}^2) \right] e^{-i\gamma_{01}h};$$

$$A_{31} = \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2); \quad A_{32} = \left[-1 + \frac{i\mu\gamma_{01}h}{2} \right];$$

$$A_{33} = \frac{\chi k_0 h}{2} (1 + \alpha_{10}^2) e^{-i\gamma_{10}h};$$

$$A_{34} = \left[1 - \frac{i\mu\gamma_{01}h}{2} \right] e^{-i\gamma_{01}h};$$

$$A_{41} = \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 - \alpha_{10}^2) \right]; \quad A_{42} = -\frac{\chi\gamma_{01}h}{2};$$

$$A_{43} = \left[-\frac{\gamma_{10}}{k_0} + \frac{i\varepsilon k_0 h}{2} (1 - \alpha_{10}^2) \right] e^{-i\gamma_{10}h};$$

$$A_{44} = \frac{\chi\gamma_{01}h}{2} e^{-i\gamma_{01}h},$$

где $\alpha_{10}^2 = \pi^2 / (k_0^2 a^2 n_c^2)$; $\alpha_{01}^2 = \pi^2 / (k_0^2 b^2 n_c^2)$. Остальные параметры определяются формулами (18).

Решая систему (25) в первом приближении по малому параметру $k_0 h$, в аналитическом виде получаем выражения для коэффициентов отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной волн H_{10} и H_{01} :

$$R_{10} = \frac{k_0 h \varepsilon \left[\frac{\beta_{01}}{\beta_{10}} \right] \left[1 + \alpha_{10} + \eta^2 \beta_{10}^2 \right]}{2i\beta_{10} + k_0 h \varepsilon (1 + \alpha_{01}) \left\{ 1 + \eta^2 \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right\}}; \quad (26)$$

$$T_{10} = \frac{k_0 h \varepsilon (1 + \alpha_{01} + \eta^2 \beta_{01}^2) e^{-i k_0 h \beta_{10}}}{2i\beta_{01} + k_0 h \varepsilon (1 + \alpha_{01}) \left\{ 1 + \eta^2 \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right\}};$$

$$R_{01} = \frac{i\chi k_0 h \left[-\beta_{10} + \beta_{01} (1 - \alpha_{10}) \right]}{2i\beta_{01} + k_0 h \varepsilon (1 + \alpha_{01}) \left\{ 1 + \eta^2 \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right\}};$$

$$T_{01} = \frac{i\chi k_0 h \left[\beta_{10} + \beta_{01} (1 - \alpha_{10}) \right] e^{-i k_0 h \beta_{01}}}{2i\beta_{01} + k_0 h \varepsilon (1 + \alpha_{01}) \left\{ 1 + \eta^2 \beta_{01}^2 (\beta_{10} - \beta_{01}) \right\}},$$

где

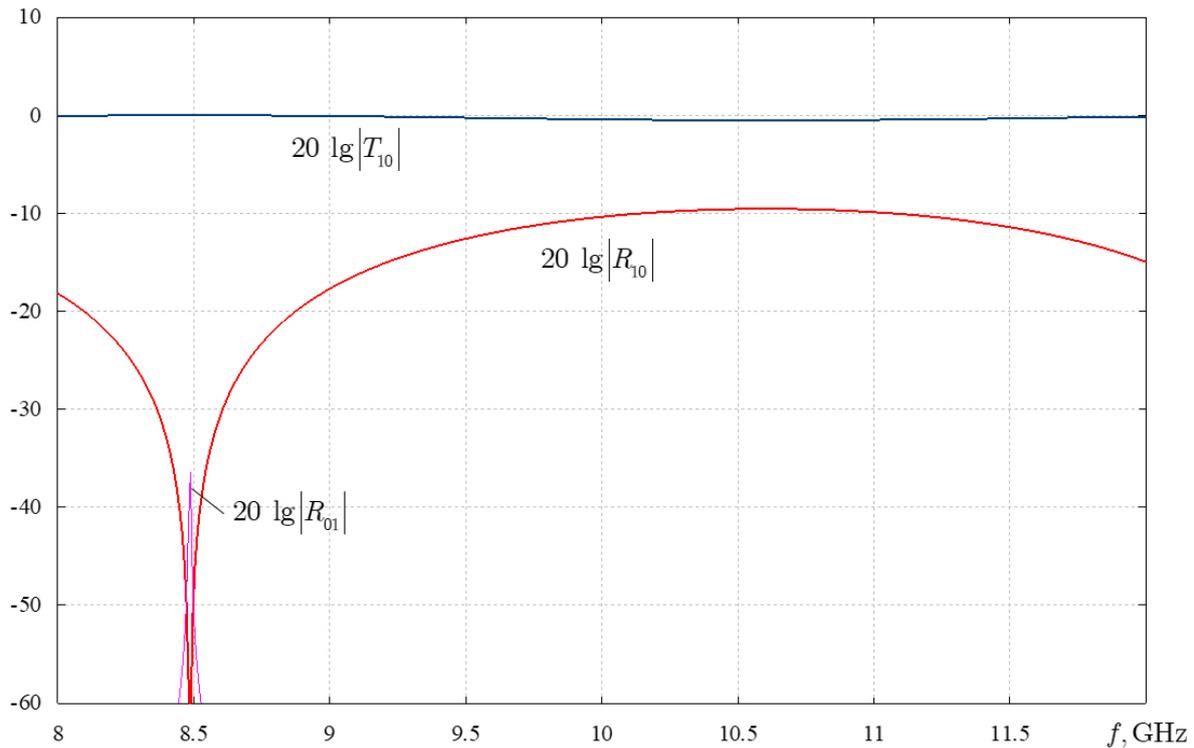


Рис. 5. Частотные зависимости прошедшей и отраженной мощностей для случая одновитковых спиралей
Fig. 5. Frequency dependences of the transmitted and reflected powers for the case of single-turn spirals

$$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}; \quad \beta_{10} = \sqrt{1 - [\pi/(k_0 a)]^2};$$

$$\beta_{01} = \sqrt{1 - [\pi/(k_0 b)]^2}.$$

3. Численное моделирование

При численном моделировании рассматривался прямоугольный волновод, в поперечной плоскости которого был расположен слой из кирального метаматериала заранее заданной толщины. Контейнер метаматериала представлял собой пенополистирол с относительной диэлектрической проницаемостью 1,5. Волновод был заполнен вакуумом с относительной диэлектрической проницаемостью, равной 1. В работе были рассчитаны частотные зависимости прошедшей и отраженной мощностей основной H_{10} и кросс-поляризованной H_{01} волн при падении основной волны на киральный слой.

Рассмотрим случай, когда метаматериал образуют спирали с одним витком закрутки ($N = 1$).

Исходные значения параметров метаматериала:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1; \quad \varepsilon_2 = 1,5 - 10^{-5}i; \quad N = 1;$$

$$R = 0,0025 \text{ м}; \quad r = 0,001 \text{ м};$$

$$d = 0,0015 \text{ м}; \quad h = 0,005 \text{ м}; \quad l = 0,0015 \text{ м}.$$

На рис. 5 приведены зависимости прошедшей $20 \lg |T_{10}|$ и отраженной $20 \lg |R_{10}|$ мощностей вол-

ны H_{10} , а также прошедшей $20 \lg |T_{01}|$ и отраженной $20 \lg |R_{01}|$ мощностей волны H_{01} от частоты в рабочем режиме прямоугольного волновода при $N = 1$.

Как видно из рис. 5, для КММ на основе одновитковых спиралей основная волна H_{10} проходит через киральный слой практически без ослабления, так как ослабление прошедшей мощности на всех частотах рабочего диапазона близко к 0 дБ. Отражение основной волны минимально и в максимуме достигает -10 дБ на частоте 10,5 ГГц; также имеется резонансный минимум отражения основной волны H_{10} вблизи частоты 8,5 ГГц. Вблизи этой же частоты отражается кросс-поляризованная волна H_{01} , однако уровень ее отражения в максимуме составляет -37,5 дБ.

Рассмотрим случай, когда метаматериал образуют спирали с двумя витками закрутки ($N = 2$).

Значения параметров метаматериала:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1; \quad \varepsilon_2 = 1,5 - 10^{-5}i; \quad N = 2;$$

$$R = 0,0025 \text{ м}; \quad r = 0,001 \text{ м};$$

$$d = 0,0015 \text{ м}; \quad h = 0,005 \text{ м}; \quad l = 0,0015 \text{ м}.$$

На рис. 6 приведены зависимости прошедшей $20 \lg |T_{10}|$ и отраженной $20 \lg |R_{10}|$ мощностей волны H_{10} , а также прошедшей $20 \lg |T_{01}|$ и отраженной $20 \lg |R_{01}|$ мощностей волны H_{01} от частоты в рабочем режиме прямоугольного волновода при $N = 2$.

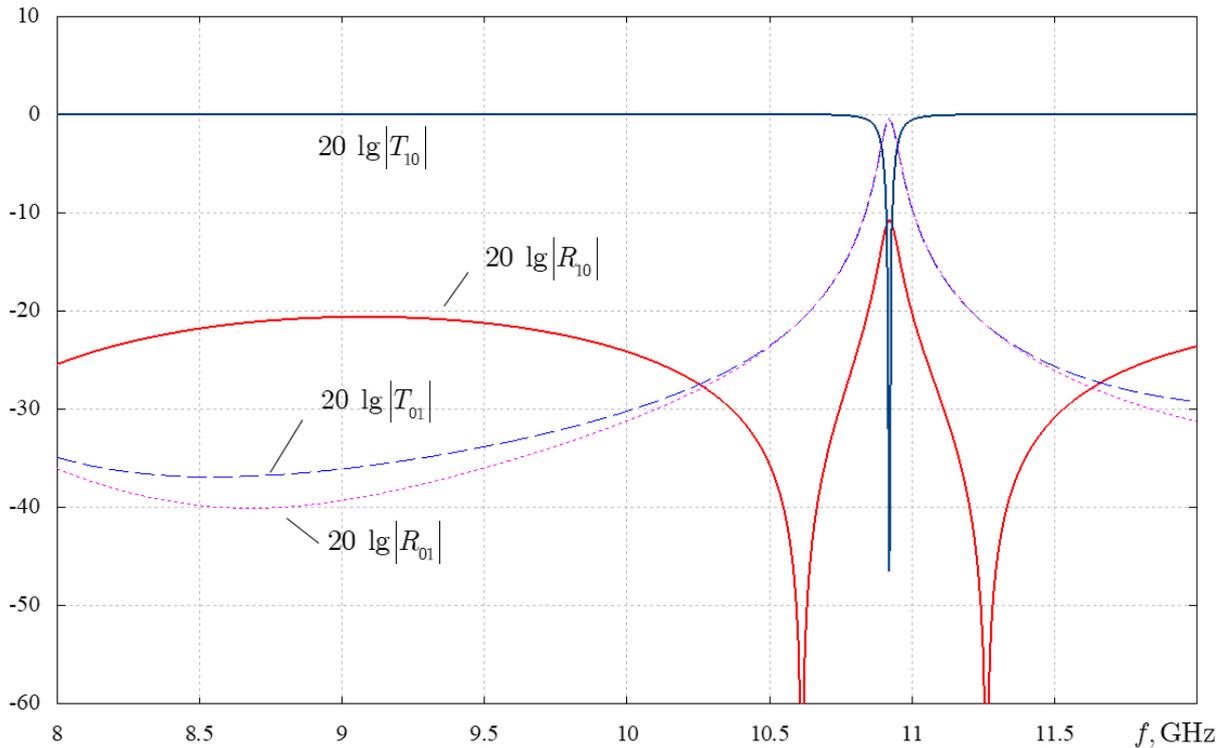


Рис. 6. Частотные зависимости прошедшей и отраженной мощностей для случая двухвитковых спиралей
 Fig. 6. Frequency dependences of the transmitted and reflected powers for the case of two-turn spirals

Как видно из рис. 6, для двухвитковых спиралей возникает частотная селективность: на частоте 10,9 ГГц наблюдаются резкий минимум прохождения основной волны через киральный слой в волноводе, то есть вблизи данной частоты в прямоугольном волноводе основной становится волна H_{01} , так как прошедшая и отраженная мощности для нее имеют максимумы. Наличие кирального слоя на основе двухвитковых спиралей приводит к тому, что вблизи резонансной частоты волновод не пропускает изначально основную волну H_{10} , а происходит переход в режим работы на кросс-поляризованной волне H_{01} , которая становится основной. Кроме того, из рис. 6 видно, что во всем рабочем диапазоне частот существуют обе волны, хотя амплитуда кросс-поляризованной волны крайне мала (кроме области вблизи резонансной частоты).

Рассмотрим случай, когда метаматериал образуют спирали с тремя витками закрутки. Значения параметров метаматериала:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1; \quad \varepsilon_2 = 1,5 \cdot 10^{-5}; \quad N = 3;$$

$$R = 0,0025 \text{ м}; \quad r = 0,001 \text{ м};$$

$$d = 0,0015 \text{ м}; \quad h = 0,005 \text{ м}; \quad l = 0,0015 \text{ м}.$$

На рис. 7 приведены зависимости прошедшей $20 \lg |T_{10}|$ и отраженной $20 \lg |R_{10}|$ мощностей волны H_{10} , а также прошедшей $20 \lg |T_{01}|$ и отраженной $20 \lg |R_{01}|$ мощностей волны H_{01} от частоты в

рабочем режиме прямоугольного волновода при $N = 3$.

Как видно из рис. 7, в этом случае также имеет место ярко выраженная частотная селективность: вблизи резонансной частоты 10,1 ГГц основная волна H_{10} перестает распространяться по волноводу и частично отражается от кирального слоя, в то время как кросс-поляризованная волна проходит в область за киральный слой с большей амплитудой, чем у основной волны. На частоте 11,4 ГГц наблюдаются минимум прохождения основной волны через киральный слой в волноводе, при этом наличие кирального слоя на основе трехвитковых спиралей приводит к тому, что вблизи резонансной частоты волновод не пропускает изначально основную волну H_{10} , а происходит переход в режим работы на кросс-поляризованной волне H_{01} , которая становится основной.

Таким образом, в результате анализа можно сделать вывод, что для получения сильного эффекта частотной селективности предпочтительно использовать в качестве киральных микроэлементов двух- и трехвитковые спирали, которые позволяют реализовать режим замены основного типа волны с H_{10} на H_{01} вблизи резонансных частот. Это явление не связано с волноводной дисперсией, а возникает вследствие вставки в волновод гетерогенного кирального метаматериала.

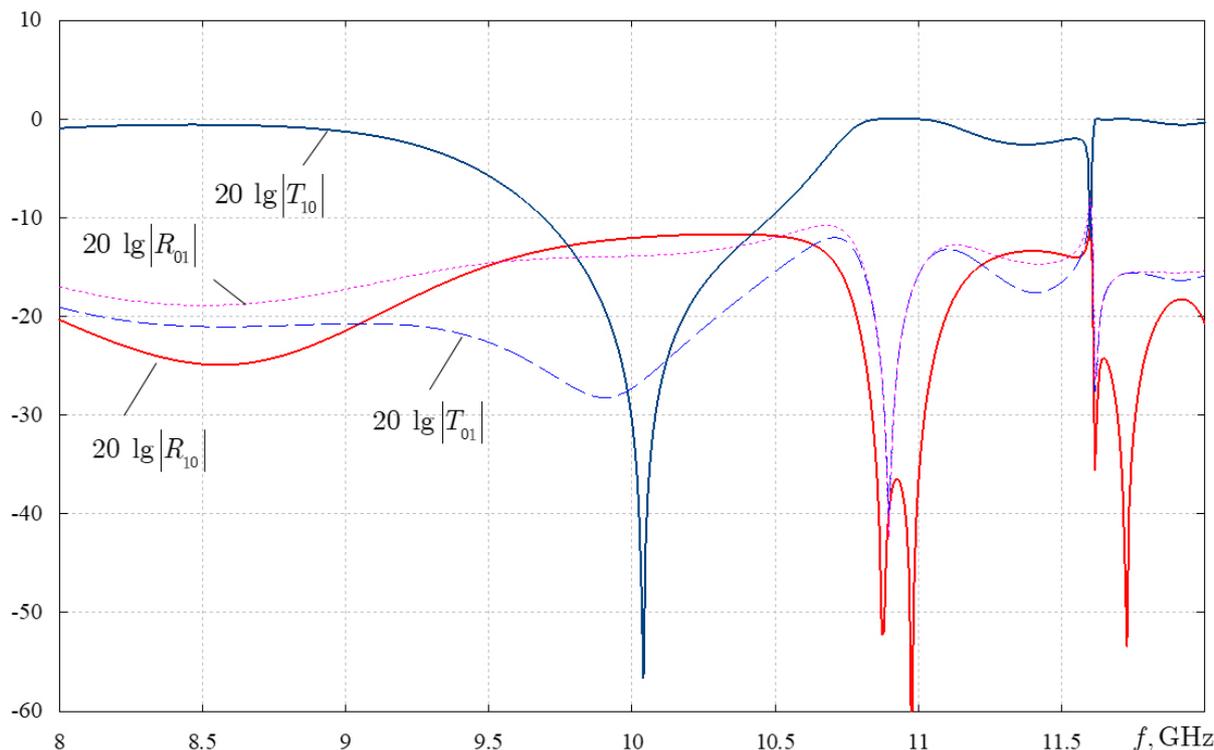


Рис. 7. Частотные зависимости прошедшей и отраженной мощностей для случая трехвитковых спиралей
Fig. 7. Frequency dependences of transmitted and reflected powers for the case of three-turn spirals

Заключение

В работе построена математическая модель кирального метаматериала на основе тонкопроволочных проводящих спиралей, учитывающая киральность, гетерогенность и дисперсию материальных параметров. В работе была доказана частотная селективность прохождения волны через киральный слой, расположенный в поперечной плоскости прямоугольного волновода, а также что максимальной степенью частотной селективности обладает киральный метаматериал на основе двухвитковых тонкопроволочных спиралей. Показано, что при вставке кирального мета-

материала в прямоугольный волновод неизбежно кроме волны основного типа H_{10} возникает кросс-поляризованная волна H_{01} .

Анализ частотных зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения основной H_{10} и кросс-поляризованной H_{01} показал, что в некоторых узких интервалах частот в одноволновом режиме возникают ситуации, когда реализуется режим замены основного типа волны с H_{10} на H_{01} вблизи резонансных частот.

Рассматриваемая линия передачи может найти применение при создании частотно селективных фильтров и преобразователей поляризации СВЧ-диапазона.

Список литературы

1. Capolino F. Theory and Phenomena of Metamaterials. Boca Raton: Taylor & Francis – CRC Press, 2009. 992 p.
2. Engheta N., Ziolkowski R.W. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations. Hoboken: Wiley, 2006. 414 p.
3. Iyer A.K., Alù A., Epstein A. Metamaterials and Metasurfaces – Historical Context, Recent Advances, and Future Directions // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2020. Vol. 68, no. 3. P. 1223–1231. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2969732>
4. Pendry J. A chiral route to negative refraction // Science. 2004. Vol. 306, no. 5700. P. 1353–1355. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1104467>
5. Zheludev N.I. A Roadmap for metamaterials // Opt. Photonics News. 2011. Vol. 22, no. 3. P. 30–35. DOI: <https://doi.org/10.1364/OPN.22.3.000030>
6. Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media / I.V. Lindell [et al.]. London: Artech House, 1994. 291 p.
7. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media. Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 121 p.
8. Caloz C., Sihvola A. Electromagnetic chirality, Part 1: The microscopic perspective [electromagnetic perspectives] // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2020. Vol. 62, no. 1. P. 58–71. DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2019.2955698>

9. Третьяков С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, би-изотропные и некоторые бианизотропные материалы // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 10. С. 1457–1470.
10. Киральные электродинамические объекты / Б.З. Каценеленбаум [и др.] // Успехи физических наук. 1997. Т. 167, № 11. С. 1201–1212. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0167.199711c.1201>
11. Слюсар В.И. Метаматериалы в антенной технике: история и основные принципы // Электроника: НТБ. 2009. № 7. С. 10–19. URL: https://www.electronics.ru/files/article_pdf/0/article_287_909.pdf
12. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // Журнал технической физики. 2013. Т. 83, № 1. С. 3–28. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/41403>
13. Pozar D.M. Microstrip antennas and arrays on chiral substrates // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1992. Vol. 40, no. 10. P. 1260–1263. DOI: <https://doi.org/10.1109/8.182462>
14. Varadan V.K., Varadan V.V., Lakhtakia A. Propagation in parallel-plate wave-guide wholly filled with a chiral medium // Journal of Wave-Material Interaction. 1988. Vol. 3, no. 3. P. 267–272.
15. Cory H., Rosenhouse I. Electromagnetic wave propagation along a chiral slab // IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation). 1991. Vol. 138, no. 1. P. 51–54. DOI: <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1991.0009>
16. Oksanen M.I., Koivisto P., Tretyakov S.A. Vector circuit method applied for chiral slab waveguides // Journal of Lightwave Technology. 1992. Vol. 10, no. 2. P. 150–155. DOI: <https://doi.org/10.1109/50.120569>
17. Eftimiu C., Pearson L.W. Guided electromagnetic waves in chiral media // Radio Science. 1989. Vol. 24, no. 3. P. 351–359. DOI: <https://doi.org/10.1029/RS024i003p00351>
18. Неганов В.А., Осипов О.В. Собственные волны плоского двухслойного кирально-диэлектрического волновода // Радиотехника. 2003. № 5. С. 21–25.
19. Pelet P., Engheta N. The theory of chirowaveguides // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1990. Vol. 38, no. 1. P. 90–98. DOI: <https://doi.org/10.1109/8.43593>
20. Oksanen M.I., Koivisto P.K., Tretyakov S.A. Plane chiral waveguides with boundary impedance conditions // Microwave and Optical Technology Letters. 1992. Vol. 5, no. 2. P. 68–72. DOI: <https://doi.org/10.1002/mop.4650050207>
21. Pelet P., Engheta N. Modal analysis for rectangular chirowaveguides with metallic walls using the finite-difference method // Journal Electromagnetic Waves and Applications. 1992. Vol. 6, no. 9. P. 1277–1285. DOI: <https://doi.org/10.1163/156939392X000724>
22. Moiseeva N.M. Eigen modes of planar chiral waveguides // Computer Optics. 2014. Vol. 38, no. 2. P. 198–203. DOI: <https://doi.org/10.18287/0134-2452-2014-38-2-198-203>
23. Kamenetskii E.O. On the technology of making chiral and bianisotropic waveguides for microwave propagation // Microwave and Optical Technology Letters. 1996. Vol. 11, no. 2. P. 103–107. DOI: [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1098-2760\(19960205\)11:2%3C103::AID-MOP17%3E3.0.CO;2-F](https://doi.org/10.1002/(SICI)1098-2760(19960205)11:2%3C103::AID-MOP17%3E3.0.CO;2-F)
24. Аралкин М.В., Дементьев А.Н., Осипов О.В. Математические модели киральных метаматериалов на основе многозаходных проводящих элементов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2020. Т. 23, № 1. С. 8–19. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.1.8-19>
25. Аралкин М.В., Дементьев А.Н., Осипов О.В. Исследование электромагнитных характеристик планарных киральных метаструктур на основе составных спиральных компонентов с учетом гетерогенной модели Бруггемана // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2020. Т. 23, № 3. С. 44–55. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.3.44-55>
26. Нещерет А.М. Разработка теоретических основ и методов исследований излучающих и переизлучающих структур на основе киральных метаматериалов: дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. Самара, 2012. 379 с.
27. Сушко М.Я., Криськив С.К. Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Журнал технической физики. 2009. Т. 79, № 3. С. 97–101. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/9645>
28. Bruggeman D.A.G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von eterogenen Substanzen, I. Dielektrizitatskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen // Ann. Phys. 1935. Vol. 416, no. 7. P. 636–664. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19354160705>
29. Garnett J.C. Maxwell. Colours in metal glasses and in metallic films // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A. 1904. Vol. 203. P. 385–420.
30. 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. 335–370.
31. Condon E.U. Theories of optical rotatory power // Rev. Mod. Phys. 1937. Vol. 9, no. 4. P. 432–457. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.9.432>
32. Осипов О.В., Юрасов В.И., Почепцов А.О. Киральный метаматериал для частотно-селективной концентрации энергии сверхвысокочастотного излучения // Инфокоммуникационные технологии. 2014. Т. 12, № 4. С. 76–82.
33. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
34. Исследование антенных комплексов с использованием киральных метаматериалов и фрактальной геометрии излучателей для систем МІМО / А.Н. Беспалов [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2020. Т. 23, № 4. С. 97–110. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.4.97-110>
35. Неганов В.А., Градинарь И.М. Электродинамические свойства упорядоченных метаматериалов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15, № 1. С. 18–24.

References

1. Capolino F. *Theory and Phenomena of Metamaterials*. Boca Raton: Taylor & Francis – CRC Press, 2009, 992 p.
2. Engheta N., Ziolkowski R.W. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. Hoboken: Wiley, 2006, 414 p.
3. Iyer A.K., Alù A., Epstein A. Metamaterials and metasurfaces – historical context, recent advances, and future directions. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2020, vol. 68, no. 3, pp. 1223–1231. DOI: <https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2969732>
4. Pendry J. A chiral route to negative refraction. *Science*, 2004, vol. 306, no. 5700, pp. 1353–1355. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1104467>
5. Zheludev N.I. A Roadmap for metamaterials. *Opt. Photonics News*, 2011, vol. 22, no. 3, pp. 30–35. DOI: <https://doi.org/10.1364/OPN.22.3.000030>
6. Lindell I.V. et al. *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media*. London: Artech House, 1994, 291 p.
7. Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media. Lecture Notes in Physics*. Berlin: Springer-Verlag, 1989, 121 p.
8. Caloz C., Sihvola A. Electromagnetic chirality, Part 1: The microscopic perspective [electromagnetic perspectives]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2020, vol. 62, no. 1, pp. 58–71. DOI: <https://doi.org/10.1109/MAP.2019.2955698>
9. Tretyakov S.A. Electrodynamics of complex media: chiral, bi-isotropic and some bianisotropic materials. *Radiotekhnika i elektronika*, 1994, vol. 39, no. 10, pp. 1457–1470. (In Russ.)
10. Katsenelenbaum B.Z. et al. Chiral electrodynamic objects. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1997, vol. 167, no. 11, pp. 1201–1212. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0167.199711c.1201> (In Russ.)
11. Slyusar V.I. Metamaterials in antenna technology: history and basic principles. *Elektronika: NTB*, 2009, no. 7, pp. 10–19. URL: https://www.electronics.ru/files/article_pdf/0/article_287_909.pdf (In Russ.)
12. Vendik I.B., Vendik O.G. Metamaterials and their application in microwave technology (Review). *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2013, vol. 83, no. 1, pp. 3–28. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/41403> (In Russ.)
13. 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>
14. Varadan V.K., Varadan V.V., Lakhtakia A. Propagation in parallel-plate wave-guide wholly filled with a chiral medium. *Journal of Wave-Material Interaction*, 1988, vol. 3, no. 3, pp. 267–272.
15. Cory H., Rosenhouse I. Electromagnetic wave propagation along a chiral slab. *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, 1991, vol. 138, no. 1, pp. 51–54. DOI: <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1991.0009>
16. Oksanen M.I., Koivisto P., Tretyakov S.A. Vector circuit method applied for chiral slab waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 1992, vol. 10, no. 2, pp. 150–155. DOI: <https://doi.org/10.1109/50.120569>
17. Eftimiou C., Pearson L.W. Guided electromagnetic waves in chiral media. *Radio Science*, 1989, vol. 24, no. 3, pp. 351–359. DOI: <https://doi.org/10.1029/RS024i003p00351>
18. Neganov V.A., Osipov O.V. Eigenwaves of a plane two-layer chiral-dielectric waveguide. *Radiotekhnika*, 2003, no. 5, pp. 21–25. (In Russ.)
19. Pelet P., Engheta N. The theory of chirowaveguides. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1990, vol. 38, no. 1, pp. 90–98. DOI: <https://doi.org/10.1109/8.43593>
20. Oksanen M.I., Koivisto P.K., Tretyakov S.A. Plane chiral waveguides with boundary impedance conditions. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1992, vol. 5, no. 2, pp. 68–72. DOI: <https://doi.org/10.1002/mop.4650050207>
21. Pelet P., Engheta N. Modal analysis for rectangular chirowaveguides with metallic walls using the finite-difference method. *Journal Electromagnetic Waves and Applications*, 1992, vol. 6, no. 9, pp. 1277–1285. DOI: <https://doi.org/10.1163/156939392X00724>
22. Moiseeva N.M. Eigen modes of planar chiral waveguides. *Computer Optics*, 2014, vol. 38, no. 2, pp. 198–203. DOI: <https://doi.org/10.18287/0134-2452-2014-38-2-198-203>
23. Kamenetskii E.O. On the technology of making chiral and bianisotropic waveguides for microwave propagation. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1996, vol. 11, no. 2, pp. 103–107. DOI: [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1098-2760\(19960205\)11:2%3C103::AID-MOP17%3E3.0.CO;2-F](https://doi.org/10.1002/(SICI)1098-2760(19960205)11:2%3C103::AID-MOP17%3E3.0.CO;2-F)
24. Aralkin M.V., Dement'ev A.N., Osipov O.V. Mathematical models of chiral metamaterials based on multi-pass conducting elements. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2020, vol. 23, no. 1, pp. 8–19. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.1.8-19> (In Russ.)
25. Aralkin M.V., Dement'ev A.N., Osipov O.V. Investigation of the electromagnetic characteristics of planar chiral metastructures based on compound helical components, taking into account the heterogeneous Bruggeman model. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2020, vol. 23, no. 3, pp. 44–55. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.3.44-55> (In Russ.)
26. Neshcheret A.M. Development of theoretical foundations and methods for studying radiating and reradiating structures based on chiral metamaterials: dis. ... d-ra. fiz.-mat. nauk. Samara, 2012, 379 p.
27. Sushko M.Ya., Kris'kiv S.K. Compact group method in the theory of permittivity of heterogeneous systems. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2009, vol. 79, no. 3, pp. 97–101. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/9645> (In Russ.)
28. Bruggeman D.A.G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von eterogenen Substanzen, I. Dielektrizitatskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Ann. Phys.*, 1935, vol. 416, no. 7, pp. 636–664. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19354160705>
29. Garnett J.C. Maxwell. Colours in metal glasses and in metallic films. *Phylos. Trans. R. Soc. London. Ser. A*, 1904, vol. 203, pp. 385–420.
30. 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, pp. 335–370.

31. Condon E.U. Theories of optical rotatory power. *Rev. Mod. Phys.*, 1937, vol. 9, no. 4, pp. 432–457. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.9.432>
32. Osipov O.V., Yurasov V.I., Pocheptsov A.O. Chiral metamaterial for frequency selective energy concentration of microwave radiation. *Infokommunikacionnye tehnologii*, 2014, vol. 12, no. 4, pp. 76–82. (In Russ.)
33. Neganov V.A., Osipov O.V. *Reflective, Waveguide and Radiating Structures with Chiral Elements*. Moscow: Radio i svyaz', 2006, 280 p. (In Russ.)
34. Bespalov A.N. et al. Study of antenna complexes using chiral metamaterials and fractal geometry of emitters for MIMO systems. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2020, vol. 23, no. 4, pp. 97–110. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2020.23.4.97-110> (In Russ.)
35. Neganov V.A., Gradinar' I.M. Electrodynamic properties of ordered metamaterials. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2012, vol. 15, no. 1, pp. 18–24. (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems 2023, vol. 26, no. 1, pp. 93–105

DOI 10.18469/1810-3189.2023.26.1.93-105

Received 6 December 2022

Accepted 9 January 2023

Investigation of the electromagnetic properties of a transverse insert based on a planar layer of a chiral metamaterial in a rectangular waveguide

Ivan Yu. Buchnev, Oleg V. Osipov

Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics
23, L. Tolstoy Street,
Samara, 443010, Russia

Abstract – The paper considers the solution of the problem of diffraction of the fundamental wave of a rectangular waveguide H_{10} on a planar transverse insert based on a chiral metamaterial created on the thin-wire conducting helices. To describe the chiral layer, a particular mathematical model is constructed that takes into account the properties of heterogeneity and dispersion of the permittivity and the chirality parameter of the artificial media. The well-known in physics model of Maxwell Garnett was used to take into account the heterogeneity property. To take into account the permittivity dispersion the Drude–Lorentz formula was applied and for the chirality parameter was used the Condon formula. The problem of diffraction of the rectangular waveguide main wave on a planar layer of a chiral metamaterial was solved by the partial regions method and was reduced to a system of linear algebraic equations for unknown reflection and transmission coefficients. It is shown that in the presence of a transverse chiral layer in the waveguide structure, a wave of the H_{01} type cross-polarized with respect to the main one arises. An analysis of the frequency dependences of the moduli of the reflection and transmission coefficients of the fundamental H_{10} and cross-polarized H_{01} showed that in some narrow frequency intervals in the single-mode gap, situations arise when the fundamental wave type is replaced from H_{10} to H_{01} near resonant frequencies. The transmission line under consideration can find application in the creation of frequency selective filters and polarization converters in the microwave range.

Keywords – chiral media; chiral metamaterial; metamaterial; helix; spatial dispersion; frequency selectivity; Maxwell Garnett model; Condon model; rectangular waveguide; single-mode; fundamental mode; cross-polarization.

Информация об авторах

Бучнев Иван Юрьевич, 1995 г. р., аспирант кафедры высшей математики Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: электродинамика метаматериалов.

E-mail: v.buchnev@psuti.ru

Осипов Олег Владимирович, 1975 г. р., доктор физико-математических наук, и.о. заведующего кафедрой высшей математики Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: электродинамика метаматериалов, устройства СВЧ и антенны, нелинейная оптика.

E-mail: o.osipov@psuti.ru

Information about the Authors

Ivan Yu. Buchnev, born in 1995, post-graduate student of the Department of Higher Mathematics, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: electrodynamics of metamaterials.

E-mail: v.buchnev@psuti.ru

Oleg V. Osipov, born in 1975, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, acting head of the Department of Higher Mathematics, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: electrodynamics of metamaterials, microwave devices and antennas, nonlinear optics.

E-mail: o.osipov@psuti.ru