

Исследование отражения плоских оптических волн от неоднородной невзаимно-киральной среды

И.В. Матвеев¹, Д.В. Мишин¹, О.В. Осипов¹, Д.Н. Панин¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Льва Толстого 23, Самара, Россия, 443010

Аннотация. В работе рассматривается аналитическое решение задачи об отражении плоской электромагнитной волны оптического диапазона от неоднородного слоя невзаимной киральной среды, которая описывается комплексным коэффициентом связи. Решение задачи проводилось для случаев падения s- и p-поляризованных волн. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной компонент поля волны. В результате численного моделирования найдены частотные характеристики модулей коэффициентов отражения основной и кросс-поляризованной волн. В работе показано, что при падении волны с линейной поляризацией невзаимный киральный слой приводит к повороту плоскости поляризации у прошедшей волны и к появлению эллиптической поляризации у отраженной волны.

1. Введение

В настоящее время активно исследуются метаматериалы, проявляющие уникальные свойства взаимодействия с электромагнитным полем в различных частотных диапазонах. Большой интерес представляет изучение оптических структур различного назначения на основе зеркально асимметричных композиций, обладающих киральностью (оптической активностью) [1, 2, 3, 4]. Метаматериалы представляют собой искусственные композиционные среды, в которых элементы представляют собой упорядоченную структуру. Нестандартные электромагнитные свойства киральных метаматериалов вызваны как ансамблем киральных частиц, так и зеркально асимметричной формой последних. Основными свойствами таких сред являются частотная и поляризационная селективность. Подавляющее число метаматериалов являются однородными, что накладывает некоторые ограничения на расширение возможностей их использования. Основным свойством киральных метаматериалов является кросс-поляризация, то есть изменение поляризации электромагнитного поля оптической волны при взаимодействии с киральным метаматериалом. Большинство работ посвящено исследованию однородных киральных метаматериалов, материальные параметры которых не зависят от пространственной координаты. С другой стороны более широким классом являются, так называемые невзаимные киральные среды, у которых параметр связи является комплексным [5, 6]. Также имеется значительное число работ, посвященных изучению оптических метаматериалов и резонансных структур [8, 9, 10].

Невзаимные киральные (оптически активные) среды в общем случае описываются следующими материальными уравнениями [1, 2]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 (\varepsilon \mathbf{E} + \zeta_\beta Z_0 \mathbf{H}); \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mu \mathbf{H} + \zeta_\alpha Z_0^{-1} \mathbf{E}), \quad (1)$$

где ε_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; ε, μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости неважно-кирального слоя; $Z_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$ – характеристическое сопротивление вакуума; $\zeta_\alpha = \zeta = \chi + i\beta$; $\zeta_\beta = \zeta^* = \chi - i\beta$; ζ – параметр связи неважно-киральной среды; χ – относительный параметр неважности среды; β – относительный параметр киральности (оптической активности) среды (в дальнейшем – просто параметры неважности и киральности, соответственно); \mathbf{E}, \mathbf{H} – векторы напряженности электрического и магнитного полей; \mathbf{B}, \mathbf{D} – векторы индукций электрического и магнитного полей; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица. Материальные уравнения (1) записаны в СИ. Параметр киральности $\beta < 0$ для левых форм киральных композитов и $\beta > 0$ – для правых форм.

Если параметр связи неважно-киральной среды $\zeta = \zeta(x), \varepsilon = \varepsilon(x), \mu = \mu(x)$, то неважно-киральная среда является неоднородной.

2. Постановка задачи и метод решения

В работе рассматривается падение плоской электромагнитной волны оптического диапазона на слой неоднородной неважно-киральной среды под произвольным углом θ . Толщина слоя L , материальные параметры метаматериала $\varepsilon(x), \mu(x)$ и $\zeta(x) = \chi(x) + i\beta(x)$. Вдоль координаты y структура предполагается неограниченно протяженной. Для описания неоднородного неважно-кирального слоя используются материальные уравнения (1). Оптическая волна падает на слой из диэлектрической области 1, описываемой материальными параметрами ε_1 и μ_1 . Область 2 также является диэлектрической с материальными параметрами ε_2 и μ_2 . Геометрия задачи показана на рисунке 1.

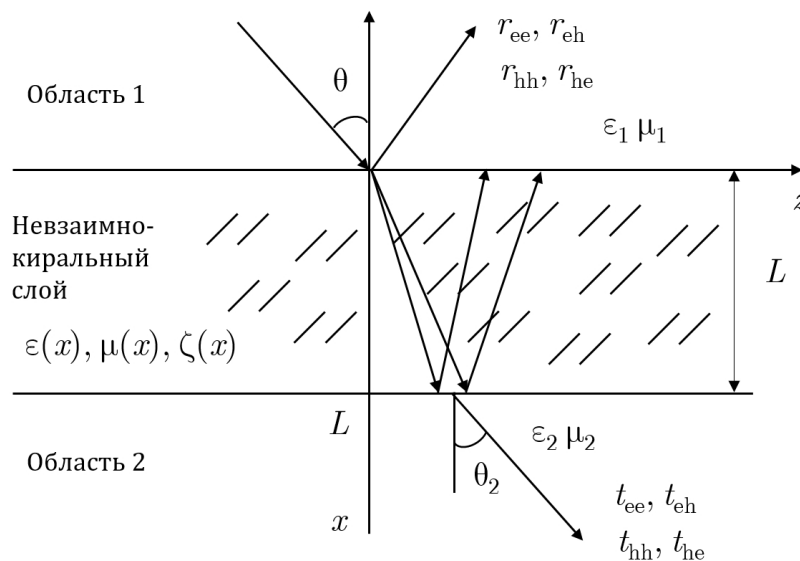


Рисунок 1. Геометрии задачи.

Выражения для электромагнитного поля падающей волны имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s &= \mathbf{e}_y E_0 \exp[-i(\omega t + k_1 x \cos \theta - k_1 z \sin \theta)]; \\ \mathbf{H}_s &= (-\mathbf{e}_x \sin \theta - \mathbf{e}_z \cos \theta) E_0 \exp[-i(\omega t + k_1 x \cos \theta - k_1 z \sin \theta)] / Z_1 \end{aligned} \quad (2)$$

для s-поляризованной падающей волны и

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s &= (\mathbf{e}_x \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta) E_0 \exp[-i(\omega t + k_1 x \cos \theta - k_1 z \sin \theta)]; \\ \mathbf{H}_s &= \mathbf{e}_y E_0 \exp[-i(\omega t + k_1 x \cos \theta - k_1 z \sin \theta)] / Z_1 \end{aligned} \quad (3)$$

для р-поляризованной падающей волны.

В формулах (2), (3): ω – круговая частота; $k_1 = k_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$ – волновое число для плоской электромагнитной волны в области 1; $Z_1 = Z_0\sqrt{\mu/\varepsilon}$ – характеристическое сопротивление области 1; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z – единичные векторы декартовой системы координат; E_0 – амплитуда напряженности электрического поля падающей волны; $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$.

Выражения для электромагнитного поля отраженной от невязанно-кирального слоя волны имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_r &= \mathbf{e}_y r_{ee} F_r(t, x, z); & \mathbf{H}'_r &= \mathbf{e}_y r_{eh} F_r(t, x, z)/Z_1; \\ \mathbf{H}_r &= -r_{ee} (\mathbf{e}_x \sin \theta - \mathbf{e}_z \cos \theta) F_r(t, x, z)/Z_1; \\ \mathbf{E}'_r &= r_{eh} (\mathbf{e}_x \sin \theta - \mathbf{e}_z \cos \theta) F_r(t, x, z)\end{aligned}\quad (4)$$

для s-поляризованной падающей волны и

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_r &= r_{hh} (\mathbf{e}_x \sin \theta - \mathbf{e}_z \cos \theta) F_r(t, x, z); \\ \mathbf{H}_r &= \mathbf{e}_y r_{hh} F_r(t, x, z)/Z_1; & \mathbf{E}'_r &= \mathbf{e}_y r_{he} F_r(t, x, z)/Z_1; \\ \mathbf{H}'_r &= -r_{he} (\mathbf{e}_x \sin \theta - \mathbf{e}_z \cos \theta) F_r(t, x, z)/Z_1\end{aligned}\quad (5)$$

для р-поляризованной падающей волны.

Векторы напряженностей электрического и магнитного полей прошедшей через слой волны определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_t &= \mathbf{e}_y t_{ee} F_t(t, x, z); & \mathbf{H}'_t &= \mathbf{e}_y t_{eh} F_t(t, x, z)/Z_2; \\ \mathbf{H}_t &= t_{ee} (-\mathbf{e}_x \sin \theta_2 - \mathbf{e}_z \cos \theta_2) F_t(t, x, z)/Z_2; \\ \mathbf{E}'_t &= t_{eh} (\mathbf{e}_x \sin \theta_2 + \mathbf{e}_z \cos \theta_2) F_t(t, x, z)\end{aligned}\quad (6)$$

для s-поляризованной падающей волны и

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_t &= t_{hh} (\mathbf{e}_x \sin \theta_2 + \mathbf{e}_z \cos \theta_2) F_t(t, x, z); \\ \mathbf{H}_t &= \mathbf{e}_y t_{hh} F_t(t, x, z)/Z_2; & \mathbf{E}'_t &= \mathbf{e}_y t_{he} F_t(t, x, z); \\ \mathbf{H}'_t &= -t_{he} (\mathbf{e}_x \sin \theta_2 + \mathbf{e}_z \cos \theta_2) F_t(t, x, z)/Z_2\end{aligned}\quad (7)$$

для р-поляризованной падающей волны.

В формулах (4)-(7):

$$F_{r,t} = E_0 \exp[-i(\omega t \mp k_{1,2}x \cos \theta - k_{1,2}z \sin \theta)], \quad (8)$$

где $k_2 = k_0\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}$ – волновое число для плоской электромагнитной волны в области 2.

При решении задачи будем предполагать следующие зависимости составляющих векторов напряженностей электрического и магнитного полей от координат и времени:

$$\begin{aligned}E_p(x, z; t) &= E_0 \exp(-i\omega t) \exp(ikz) U_p(x); \\ H_p(x, z; t) &= Z^{-1} E_0 \exp(-i\omega t) \exp(ikz) V_p(x),\end{aligned}\quad (9)$$

где $p = x, y, z$; $Z = Z_0\sqrt{\mu/\varepsilon}$ – характеристическое сопротивление среды; $k = k_0\sqrt{\varepsilon\mu}$ – волновое число для плоской электромагнитной волны в среде.

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений (1), получаем следующую систему уравнений

$$\frac{d\xi_y(t)}{dt} = \hat{\mathbf{A}}\xi_z(t); \quad \frac{d\xi_z(t)}{dt} = \hat{\mathbf{B}}\xi_y(t); \quad \xi_x(t) = \hat{\mathbf{C}}\xi_y(t), \quad (10)$$

где $t = x/L$; $\xi_p(t) = [U_p(t), V_p(t)]^T$ — спиноры, характеризующие электромагнитное поле;

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{A}} &= ik_0 L \hat{\mathbf{M}}_1; \quad \hat{\mathbf{C}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin \theta \hat{\mathbf{M}}_2}{\varepsilon \mu - \zeta_\alpha \zeta_\beta}; \\ \hat{\mathbf{B}} &= ik_0 L \left(\frac{\varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}{\varepsilon \mu - \zeta_\alpha \zeta_\beta} \hat{\mathbf{M}}_2 - \hat{\mathbf{M}}_1 \right).\end{aligned}\quad (11)$$

В выражениях (11) введены следующие обозначения:

$$\hat{\mathbf{M}}_1 = \begin{pmatrix} \zeta_\alpha & \sqrt{\varepsilon \mu} \\ -\sqrt{\varepsilon \mu} & -\zeta_\beta \end{pmatrix}; \quad \hat{\mathbf{M}}_2 = \begin{pmatrix} \zeta_\beta & \sqrt{\varepsilon \mu} \\ -\sqrt{\varepsilon \mu} & -\zeta_\alpha \end{pmatrix}.\quad (12)$$

Система уравнений (10) решалась методом дифференциальной прогонки [7].

Для спиноров составлено соотношение $\xi_z(t) = \hat{\alpha}(t)\xi_y(t)$, а для матрицы $\hat{\alpha}$ получено дифференциальное уравнение:

$$\hat{\alpha}' = -\hat{\alpha} \hat{\mathbf{A}} \hat{\alpha}.\quad (13)$$

С учетом граничных условий на границах раздела невязанно-кирального слоя с диэлектрическими областями 1 и 2 были получены следующие выражения для коэффициентов отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной компонент поля:

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} r_{ee} \\ r_{eh} \end{pmatrix} &= \hat{\mathbf{M}}_3 \left[\cos \theta \begin{pmatrix} 0 \\ Z/Z_1 \end{pmatrix} - \hat{\alpha}_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]; \\ \begin{pmatrix} r_{hh} \\ r_{he} \end{pmatrix} &= \hat{\mathbf{M}}_4 \left[\cos \theta \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \hat{\alpha}_0 \begin{pmatrix} 0 \\ Z/Z_1 \end{pmatrix} \right]; \\ \begin{pmatrix} t_{ee} \\ t_{eh} \end{pmatrix} &= \exp(-i\delta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & Z_2/Z \end{pmatrix} \xi_y(-1); \\ \begin{pmatrix} t_{hh} \\ t_{he} \end{pmatrix} &= \exp(-i\delta) \begin{pmatrix} 0 & Z_2/Z \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \xi_y(-1),\end{aligned}\quad (14)$$

где $\delta = k_0 L \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}$; $\hat{\alpha}_0 = \hat{\alpha}(0)$, определяемая из решения дифференциального уравнения (13) от границы раздела с областью 2 до границы раздела с областью 1 («обратная прогонка»). Значения $\hat{\alpha}(1)$ на границе раздела с областью 2 находятся из граничных условий.

В выражениях (14) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{M}}_3 &= \left[\hat{\alpha}_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & Z/Z_1 \end{pmatrix} - \cos \theta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -Z/Z_1 & 0 \end{pmatrix} \right]^{-1}; \\ \hat{\mathbf{M}}_4 &= \left[\cos \theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -Z/Z_1 \end{pmatrix} - \hat{\alpha}_0 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ Z/Z_1 & 0 \end{pmatrix} \right]^{-1}.\end{aligned}\quad (15)$$

3. Анализ численных результатов

В работе были рассчитаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения основных компонент поля оптической волны для различных профилей параметров невязанности $\chi(t)$ и киральности $\beta(t)$. Расчеты проводились при следующих значениях физических и геометрических параметров задачи: $\theta = \pi/4$, $\varepsilon_{1,2} = 1$, $\mu_{1,2} = 1$, $\varepsilon = 2 - 0.1i$, $\mu = 1$, $\chi_m = 0.07$, $\beta_m = 0.5$.

На рисунке 2 приведены зависимости модулей коэффициентов отражения основных компонент поля r_{ee} (сплошные линии) и r_{hh} (штриховые линии) для случая падения s- и p-поляризованных оптических волн от нормированной частоты невязанно-кирального слоя $k_0 L$. На рисунке 3 приведены зависимости модулей коэффициентов прохождения основных

компонент поля t_{ee} (сплошные линии) и t_{hh} (штриховые линии) для случая падения s- и p-поляризованных оптических волн от нормированной частоты неважно-кирального слоя kL .

На рисунках 2а и 3а зависимости приведены для линейных профилей параметров киральности и неважности: $\beta(t)/\beta_m = 1 - |1 - 2t|$ и $\chi(t)/\chi_m = 1 - |1 - 2t|$. Рисунки 2б и 3б соответствуют параболическим профилям: $\beta(t)/\beta_m = 4t(1 - t)$ и $\chi(t)/\chi_m = 4t(1 - t)$.

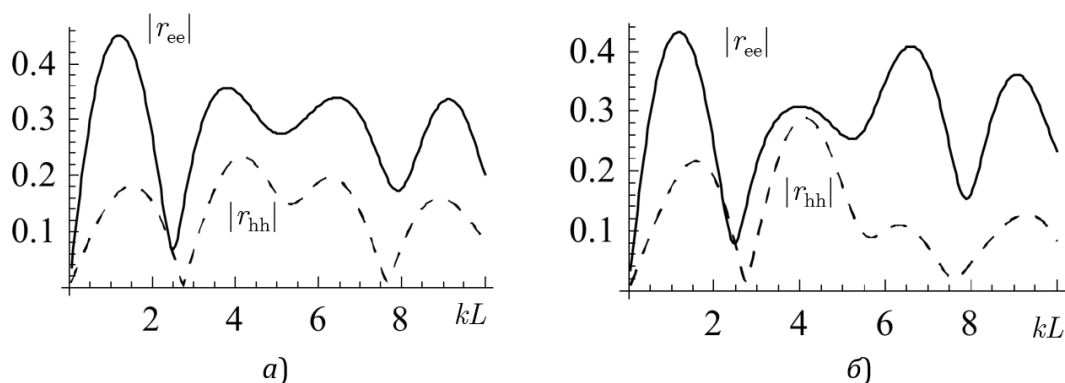


Рисунок 2. Зависимости модулей коэффициентов отражения основных компонент от нормированной частоты (а) - для линейного профиля; б) - для параболического профиля изменения параметров неважности и киральности).

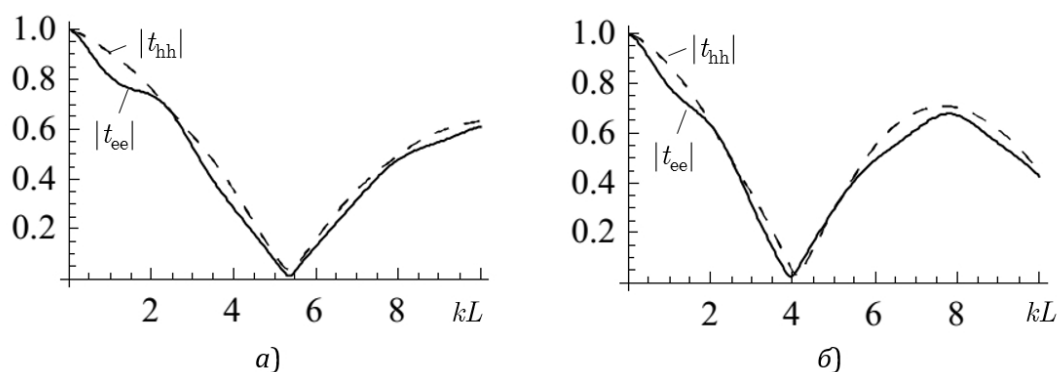


Рисунок 3. Зависимости модулей коэффициентов прохождения основных компонент от нормированной частоты (а — для линейного профиля; б — для параболического профиля изменения параметров неважности и киральности)

Из приведенных графиков зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения основных компонент от нормированной частоты можно сделать следующие выводы. Показано, что в случае неоднородной неважно-киральной среды для случая линейных профилей $\chi(t)$ и $\beta(t)$ для случая p-поляризованной оптической волны даже при наличии потерь в метаматериале удастся получить на нормированной частоте $t = 2.75$ отсутствие отражения. На данной частоте метаструктура выполняет роль преобразователя произвольной поляризации в s-поляризацию. Также стоит отметить, что для линейных профилей $\chi(t)$ и $\beta(t)$ на нормированной частоте $t = 5.4$ волны через метаматериал не

проходит, а минимумы модулей коэффициентов прохождения волн s- и p-поляризаций в случае неоднородной неважно-киральной среды совпадают по частоте, значение которой определяется видом профиля.

Также доказано, что при падении оптической волны с линейной поляризацией неважно-киральный слой приводит к повороту плоскости поляризации у прошедшей волны и к появлению эллиптической поляризации у отраженной волны.

Таким образом, в работе показано, что неоднородность неважно-киральной среды увеличивает поляризационно-селективные свойства метаматериала, по сравнению с киральными и неважными средами.

4. Заключение

Результаты работы могут быть полезны при создании современной базы элементов нанофотоники, в частности, структур для частотно селективного преобразования поляризации. Эффекты неважности в таких элементах позволяют варьировать частотой работы устройств. Также отметим, что использование неважно-киральных структур позволяет уменьшить уровень прошедшей оптической мощности, по сравнению с однородными материалами (особенно диэлектрическими) в достаточно широком диапазоне частот.

5. Литература

- [1] Lindell, I.V. *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media* / I.V. Lindell, A.H. Sihvola, S.A. Tretyakov, A.J. Viitanen - London: Artech House, 1994. – 291 p.
- [2] Lakhtakia, A., *Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture Notes in Physics* / A. Lakhtakia, V.K. Varadan, V.V. Varadan - Beilin: Heidelberg and Boston: Spriengei-Veilag, 1989. – 121 p.
- [3] Третьяков, С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы // *Радиотехника и электроника*. – 1994. – Т.39, № 10. – С. 1457-1470.
- [4] Моисеева, Н.М. Собственные волны планарного кирального волновода // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 198-203. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-2-198-203.
- [5] Lindell, I. *Duality Transformations for General Bi-Isotropic (Nonreciprocal Chiral) Media* / I. Lindell, A. Viitanen // *NASA STI/Recon Technical Repoit*. – 1990. – Vol. 92. – P. 22782. DOI: 10.1109/8.123362.
- [6] Санников, Д.Г. Интерференция встречных волн в неважно-киральной среде / Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов // *Письма в ЖТФ*. – 2007. – Т. 33, № 3. – С. 19-26.
- [7] Osipov, O.V. *Optimum Parametric Synthesis of Bioadband Matched Junctions* / O.V. Osipov, D.N. Panin, A.V. Nikushin // *Technical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 39(6). – P. 563-565. DOI: 10.1134/S1063785013060217.
- [8] Безус, Е.А. О связи константы распространения блоховской поверхностной волны с толщиной верхнего слоя фотонного кристалла / Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т.42, № 1. – С. 22-27. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-22-27.
- [9] Кадомина, Е.А. Брэгговские решётки с подавлением паразитного рассеяния для поверхностных плазмон-поляритонов / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 800-806. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-800-806.
- [10] Давидович, М.В. Оптические, ИК- и ТГц-экраны на основе слоистых структур металл-диэлектрик-полупроводник / М.В. Давидович, И.А. Корнев // *Компьютерная оптика*. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 765-772. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-765-772.

Investigation of the reflection of plane optical waves from an inhomogeneous nonreciprocal chiral media

I.V. Matveev¹, D.V. Mishin¹, O.V. Osipov¹, D.N. Panin¹

¹Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Lev Tolstoy street 23, Samara, Russia, 443010

Abstract. The paper considers an analytical solution of the problem of reflection of optical range plane electromagnetic waves from an inhomogeneous layer of a nonreciprocal chiral media, which is described by a complex coupling coefficient. The problem was solved for incidence of s- and p-polarized waves. Analytical expressions are obtained for the reflection and transmission coefficients of the main and cross-polarized components of the wave field. As a result of numerical simulation, the frequency characteristics of the reflection coefficient moduli of the main and cross-polarized waves are found. It is shown in the work that when a linearly polarized wave is incident, a nonreciprocal chiral layer leads to a rotation of the plane of polarization of the transmitted wave and to the appearance of an elliptical polarization of the reflected wave.