

Наклонное падение электромагнитных волн на гиротропные слоисто-периодические структуры

И.В.СЕМЧЕНКО, В.Е.КАГАНОВИЧ

Кафедра общей физики, Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины
Советская 104, 246019, Гомель, Беларусь

Факс: + 375-232-576557; e-mail: kaha_vl@gsu.unibel.by

В настоящее время постоянно совершенствуются устройства передачи, приема и хранения информации, в связи с чем необходим поиск новой элементной базы устройств обработки информации. Одной из возможностей создания управляемых преобразователей поляризации электромагнитных волн является использование слоисто-периодических структур, сочетающих в себе свойства составляющих их сред.

Нами рассмотрена слоисто-периодическая структура, состоящая из произвольного количества повторяющихся элементарных ячеек, помещённая во внешнее магнитное поле. Предполагается, что первый слой такой ячейки является изотропным и не обладает гиротропными свойствами. Второй слой также изотропный, но обладает магнитооптической активностью, что проявляется в циркулярном двупреломлении волн внутри слоя.

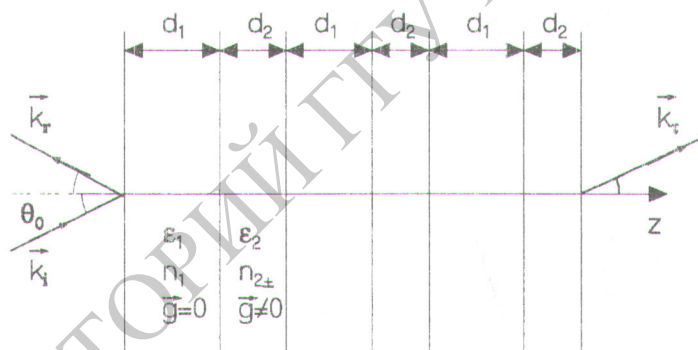


Рис. 1. Схематическое представление слоисто-периодической структуры

Для магнитоактивного слоя такой структуры справедливы следующие [1, 2] материальные уравнения :

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon \vec{E} + i \vec{g} \times \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H}, \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{g}$ — вектор гирации, зависящий от кристаллографической симметрии среды и вектора напряженности магнитного поля.

На основании уравнений непрерывности тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического и магнитного полей и решений уравнений Максвелла нами выражены элементы матрицы I_{ik} (4×4), которая связывает падающую волну с

прошедшей и отраженной волнами для границы раздела негиротропной и гиротропной сред. Элементы этой матрицы имеют вид:

$$\begin{aligned} I_{11} &= A_+^{(2)} & I_{12} &= \alpha_- \cos(\theta_-) A_-^{(2)} & I_{13} &= -A_+^{(1)} & I_{14} &= \alpha_- \cos(\theta_-) A_-^{(1)} \\ I_{21} &= \frac{B_+^{(2)}}{\alpha_+ \cos(\theta_+)} & I_{22} &= B_-^{(2)} & I_{23} &= -\frac{B_+^{(1)}}{\alpha_+ \cos(\theta_+)} & I_{24} &= B_-^{(1)} \\ I_{31} &= I_{13} & I_{32} &= -I_{14} & I_{33} &= I_{11} & I_{34} &= -I_{12} \\ I_{41} &= -I_{23} & I_{42} &= I_{24} & I_{43} &= -I_{21} & I_{44} &= I_{22} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где } A_{\pm}^{(p)} = \frac{\mu_2 n_1 \cos(\theta_1) + (-1)^p \mu_1 n_{\pm} \cos(\theta_{\pm})}{2\mu_2 n_1 \cos(\theta_1)}, \quad B_{\pm}^{(p)} = \frac{\mu_2 n_1 \cos(\theta_{\pm}) + (-1)^p \mu_1 n_{\pm} \cos(\theta_1)}{2\mu_2 n_1 \cos(\theta_1)},$$

$\alpha_{\pm} = \frac{i\mu_2 g_z}{(n_{\pm})^2 - \mu_2 \epsilon_2}$, $p = 1, 2$, индексы $+$ и $-$ указывают на принадлежность параметров к левой и правой циркулярным составляющим волн; θ_+ и θ_- — углы между осью z и волновыми векторами левой и правой циркулярных составляющих волны в гиротропном слое; θ_1 — угол между осью z и волновым вектором волны в негиротропном слое; $\mu_1, \epsilon_1, n_1 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$ — магнитная проницаемость, диэлектрическая проницаемость и коэффициент преломления слоя, не обладающего гиротропными свойствами;

$\mu_2, \epsilon_2, n_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu_2 g_z^2 \sin^2(\theta_{\pm}) - 2\mu_2 \epsilon_2^2 \pm \sqrt{\mu_2^2 g_z^4 \sin^2(\theta_{\pm})^4 + 4\mu_2^2 \epsilon_2^2 g_z^2 \cos^2(\theta_{\pm})^2}}{-2\epsilon_2}}$ — магнитная проницаемость, диэлектрическая проницаемость и коэффициент преломления гиротропного слоя; g_z — z -составляющая вектора гирации.

Аналогичным способом выражаются элементы матрицы J_{ik} (4×4), которая связывает падающую волну с прошедшей и отраженной волнами на границе раздела гиротропной и негиротропной среды. Элементы матрицы J_{ik} можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} J_{11} &= -D_+ - C_+ \cos(\theta_1) & J_{12} &= D_+ \alpha_- \cos(\theta_1) + C_+ \cos^2(\theta_-) \alpha_- \\ J_{13} &= D_+ - C_+ \cos(\theta_1) & J_{14} &= D_+ \alpha_- \cos(\theta_1) - C_+ \cos^2(\theta_-) \alpha_- \\ J_{21} &= \frac{D_- + C_- \cos(\theta_1)}{\alpha_- \cos(\theta_-)} & J_{22} &= \frac{-D_+ \alpha_- \cos(\theta_1) - C_- \cos^2(\theta_+) \alpha_+}{\alpha_- \cos(\theta_-)} \\ J_{23} &= \frac{-D_- + C_- \cos(\theta_1)}{\alpha_- \cos(\theta_-)} & J_{24} &= \frac{-D_+ \alpha_- \cos(\theta_1) + C_- \cos^2(\theta_+) \alpha_+}{\alpha_- \cos(\theta_-)} \\ J_{31} &= J_{13} & J_{32} &= -J_{14} \\ J_{33} &= J_{11} & J_{34} &= -J_{12} \\ J_{41} &= -J_{23} & J_{42} &= J_{24} \\ J_{43} &= -J_{21} & J_{44} &= J_{22} \end{aligned} \quad (3)$$

где $D_{\pm} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{\pm}}{\alpha_- - \alpha_+}$, $C_{\pm} = \frac{1}{2} \frac{\mu_2 n_1 \cos(\theta_{\pm}) \alpha_{\pm}}{n_{\pm} \mu_1 \cos^2(\theta_-) \alpha_- - \cos^2(\theta_+) \alpha_+}$. Матрица D_j , описывающая распространение волны внутри j -го слоя, имеет стандартный диагональный вид [3]. Перемножая граничные матрицы и матрицы распространения в среде, мы получили результирующую матрицу M_{ik} (4×4) для всей элементарной ячейки:

$$M = J D_1 I D_2 \quad (4)$$

Эта матрица связывает падающую волну с отраженной и прошедшей волнами для одной ячейки. В случае слоисто-периодической структуры, состоящей из N элементарных ячеек, матрицу M необходимо возвести в степень N . В результате, итоговая матрица

$M^{\text{эфф}}$ для всей слоисто-периодической структуры может быть записана как произведение:

$$M^{\text{эфф}} = I_a M^N I_b, \quad (5)$$

где I_a и I_b – матрицы прохождения электромагнитной волны через границы слоистой структуры с окружающей средой (воздухом).

Полученные амплитуды отраженной и прошедшей волн удовлетворяют закону сохранения энергии электромагнитного поля.

Чтобы наблюдался максимум отражения волны каждой ячейкой, толщины слоев должны удовлетворять соотношениям [4]:

$$2k_1 d_1 \cos(\theta_1) = (2m_1 + 1)\pi, 2k_2 d_2 \cos(\theta_2) = (2m_2 + 1)\pi, \quad (6)$$

где m_1 и m_2 – целые числа, k_1 и k_2 – волновые числа право- либо лево- циркулярно поляризованной волны в первом и втором слое. Аналогично условие максимального прохождения волны через ячейку можно записать следующим образом:

$$k_1 d_1 \cos(\theta_1) = m_1 \pi, k_2 d_2 \cos(\theta_2) = m_2 \pi. \quad (7)$$

Подбирая толщину магнитоактивного слоя, в зависимости от частоты электромагнитных волн и напряжённости магнитного поля мы можем добиться максимального отражения для одной циркулярно поляризованной волны и одновременно минимального для противоположной поляризации. Тогда при увеличении числа ячеек структуры интенсивность одной отражённой циркулярно-поляризованной волны монотонно возрастает и достигает значения насыщения (рисунок 2).

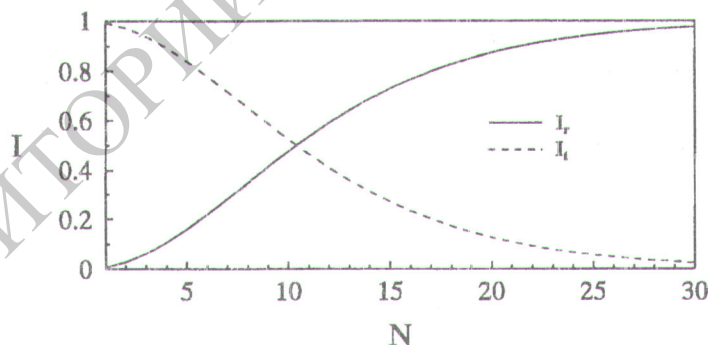


Рис. 2. Зависимость нормированных интенсивностей отраженной (I_r) и прошедшей (I_t) волн от числа ячеек в случае падения левополяризованной волны: $h = 16 \cdot 10^5$ А/м, $\lambda = 500$ нм, угол падения $\theta_0 = 15^\circ$, $\varepsilon_1 = 2,161$, $\varepsilon_2 = 2,56$, $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1$, $g_z = -1,882 \cdot 10^{-4}$, $d_1 = 1.93 \cdot 10^{-5}$ м, $d_2 = 1.06 \cdot 10^{-3}$ м

В тоже время интенсивность другой циркулярно-поляризованной отраженной волны осциллирует, периодически принимая близкие к нулю значения (рисунок 3). Это даёт возможность получить поляризацию отражённой волны, близкую к циркулярной.

На рисунке 4 показано, как зависят интенсивности отраженной и прошедшей волн от угла падения θ_0 , если падающая волна является левополяризованной. На рисунке 5 приведены такие же графики, если падающая волна имеет правую круговую поляризацию

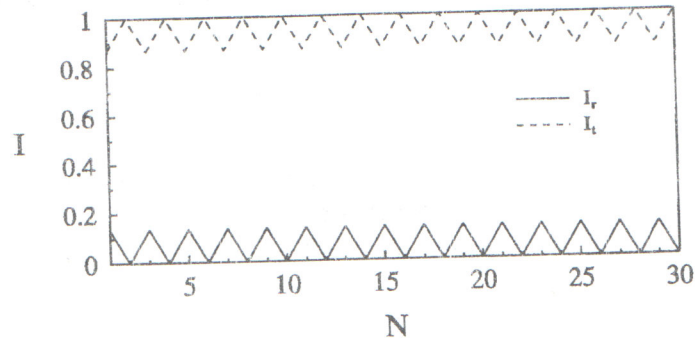


Рис. 3. Зависимость нормированных интенсивностей отраженной (I_r) и прошедшей (I_t) волн от числа ячеек в случае падения правополяризованной волны: $h = 16 \cdot 10^5$ А/м, $\lambda = 500$ нм, угол падения $\theta_0 = 15^\circ$, $\varepsilon_1 = 2,161$, $\varepsilon_2 = 2,56$, $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1$, $g_z = -1,882 \cdot 10^{-4}$, $d_1 = 1.93 \cdot 10^{-5}$ м, $d_2 = 1.06 \cdot 10^{-3}$ м

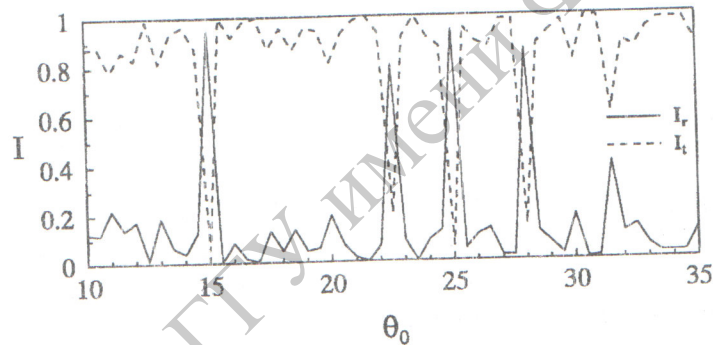


Рис. 4. Зависимость нормированных интенсивностей отраженной (I_r) и прошедшей (I_t) волн от угла падения в случае падения левополяризованной волны: $h = 16 \cdot 10^5$ А/м, $\lambda = 500$ нм, $N = 25$, $\varepsilon_1 = 2,161$, $\varepsilon_2 = 2,56$, $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1$, $g_z = -1.882 \cdot 10^{-4}$, $d_1 = 1.93 \cdot 10^{-5}$ м, $d_2 = 1.06 \cdot 10^{-3}$ м

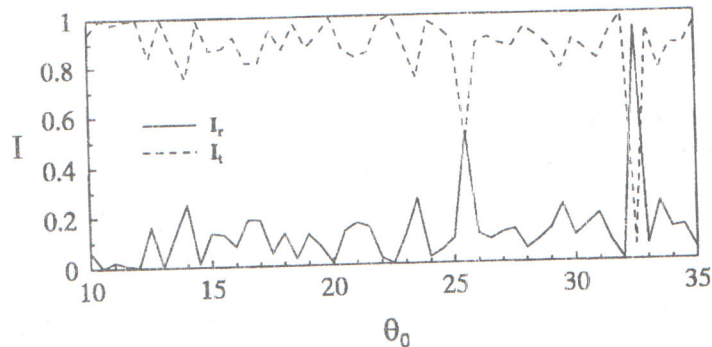


Рис. 5. Зависимость нормированных интенсивностей отраженной (I_r) и прошедшей (I_t) волн от угла падения в случае падения правополяризованной волны: $h = 16 \cdot 10^5$ А/м, $\lambda = 500$ нм, $N = 25$, $\varepsilon_1 = 2,161$, $\varepsilon_2 = 2,56$, $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1$, $g_z = -1.882 \cdot 10^{-4}$, $d_1 = 1.93 \cdot 10^{-5}$ м, $d_2 = 1.06 \cdot 10^{-3}$ м

Из рисунка 4 видно, что при значении угла падения 15° для левополяризованной волны наблюдается локальный максимум интенсивности отраженной волны и, следовательно, минимум прошедшей волны. В то же время для падающей правополяризованной волны (рисунок 5) максимальное отражение имеет место при других углах падения.

Таким образом, при наклонном падении электромагнитных волн на гиротропные слоисто-периодические структуры во внешнем магнитном поле имеет место отражение волн, селективное не только по частоте, но и по поляризации волны. При изменении напряженности внешнего магнитного поля, угла падения или частоты электромагнитных волн изменяются поляризационные характеристики как прошедшей, так и отраженной волн. В результате, возникает возможность использования такой слоисто-периодической структуры, обладающей селективным отражением света, в качестве управляемого магнитным полем преобразователя поляризации.

Abstract. One of the possibilities of creation of controlled converters of electromagnetic waves polarization is the use of stratified periodic structures, combining the properties of their components. The oblique incidence of electromagnetic waves on stratified periodic structure with gyrotropic properties, induced by an external magnetic field, is investigated by a matrix method. The stratified structure includes two layers, one of which has magnetic activity. When changing either an external magnetic field or an angle of incidence or the frequency of electromagnetic waves the polarization properties change both of transmitted and reflected waves. As a result there is the possibility to use such a structure, which has selective reflection of light, as the polarization converter controlled by a magnetic field.

Литература

- [1] Ф.И.Федоров, *Теория гиротропии*, — Мн.:Навука і тэхніка, (1976).
- [2] А.Ф.Константинова, Б.Н.Гречулиников, Б.В.Бокуть, Е.Г.Валяшко *Оптические свойства кристаллов*, — Мн.:Навука і тэхніка, (1995).
- [3] Р.Аззам, Н.Баппара, *Эллипсометрия и поляризованный свет*, — М.:Мир, (1981).
- [4] А.Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, — М.:Мир, (1987).

Гомельский госуниверситет
им. Франциска Скорины
246699 Гомель, Беларусь

Поступило 15.06.2001