

09

## **Эффект широкополосного квазиполного автоколлимационного кросполяризационного преобразования волн**

© А.П. Кусайкин, П.Н. Мележик, А.Е. Поединчук

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,  
Харьков  
E-mail: ire@ire.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 15 сентября 2004 г.

С использованием методов переразложения и обобщенных матриц рассеяния решены задачи дифракции плоских  $E$  и  $H$  поляризованных волн на киральном слое, размещенном на периодической отражательной решетке из прямоугольных брусьев. Обнаружено проявление эффекта квазиполного автоколлимационного кросполяризационного преобразования волн такой структурой в широкой полосе частот.

В современной технике СВЧ большой интерес проявляется к созданию новых композиционных материалов на основе использования такого свойства киральных сред, как преобразование поляризации. За последние 30 лет явление электромагнитной киральности и киральные материалы были широко исследованы для большого количества приложений в диапазоне электромагнитных волн с длиной от дециметров до миллиметров [1,2]. Такие материалы находят применение как при построении преобразователей поляризации, так и при создании слабоотражающих покрытий [3]. С другой стороны, в настоящее время хорошо исследованы и получили широкое применение дифракционные решетки различного типа, которые обладают рядом уникальных резонансных свойств [4,5]. Одним из таких свойств является эффект незеркального отражения плоских волн.

В работах [6,7] впервые были построены строгие решения задач дифракции волн на структуре киральный слой–решетка, что позволило обнаружить эффект незеркального близкого к полному отражения волн с преобразованием поляризации, имеющий ярко выраженное

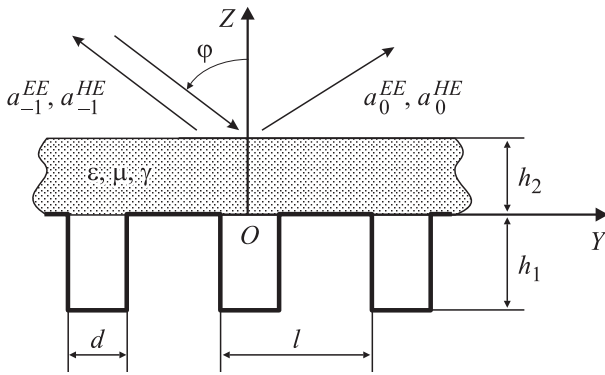


Рис. 1. Структура задачи.

резонансное проявление. В связи с этим несомненный интерес представляет исследование электромагнитных свойств структуры, состоящей из кирального слоя и отражательной дифракционной решетки из прямоугольных брусьев (рис. 1), которому и посвящена данная работа.

Соответствующая векторная задача дифракции решена на основе методов переразложения и обобщенных матриц рассеяния. Поскольку киральный слой связывает волны различной поляризации, то использование метода обобщенных матриц рассеяния потребовало отдельного решения задач дифракции  $E$  и  $H$  поляризованных волн как на киральном слое, так и на решетке. В работе [6] подробно изложено решение данной задачи, поэтому, для краткости здесь мы ограничимся лишь ее постановкой.

Рассмотрим задачу дифракции плоской  $E$  поляризованной волны, падающей под углом  $\varphi$  с единичной амплитудой на изотропный киральный безграничный вдоль осей  $OX$  и  $OY$  слой с относительными диэлектрической  $\varepsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостями, параметром киральности  $\gamma$  и толщиной  $h_2$ . Киральный слой расположен на периодической отражательной решетке из металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения с глубиной канавок  $h_1$ , шириной —  $d$  и периодом  $l$  (рис. 1). В падающем поле вектор  $E$  расположен перпендикулярно плоскости рисунка.

Нахождение коэффициентов отражения и прохождения волн кирального слоя основывалось на представлении материальных уравнений в виде [2]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E} + i\gamma\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\mathbf{H},$$

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H} - i\gamma\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\mathbf{E},$$

где  $\varepsilon_0, \mu_0$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, зависимость от времени выбрана в виде  $\exp(-i\omega t)$ . Поле в киральном слое может быть представлено в виде суперпозиции плоских циркулярно поляризованных волн:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^+ + \mathbf{E}^-, \quad \mathbf{H} = -\frac{i}{\rho}(\mathbf{E}^+ - \mathbf{E}^-)$$

с постоянными распространения  $k^\pm = k_0\sqrt{\varepsilon\mu}(1 \pm \eta)$ , где  $\eta = \gamma/\sqrt{\varepsilon\mu}$  — относительный параметр киральности,  $\rho = \rho_0\sqrt{\mu/\varepsilon}$ ,  $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ ,  $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ .

Компоненты дифракционного поля определяются из уравнений Максвелла через электрическую  $E_x(y, z)$  и магнитную  $H_x(y, z)$  составляющие. Учитывая, что искомое дифракционное поле должно удовлетворять условиям излучения на бесконечности и квазипериодичности, представим  $E_x$  и  $H_x$  вне структуры следующим образом:

$$E_x = e^{i(k_0^y y - k_0^z z)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^{EE} e^{i(k_n^y y + k_n^z z)}, \quad H_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^{HE} e^{i(k_n^y y + k_n^z z)} \quad (z > 0),$$

где  $k_n^y = 2\pi(n + \chi \sin \varphi)/l$ ,  $k_n^z = 2\pi\sqrt{\chi^2 - (n + \chi \sin \varphi)^2}/l$  — постоянные распространения  $n$ -й гармоники пространственного спектра вдоль осей  $OY$  и  $OZ$  соответственно;  $\chi = l/\lambda$ ;  $l$  — период решетки;  $\lambda$  — длина волны падающего поля в свободном пространстве;  $a_n^{EE}$  — неизвестные коэффициенты преобразования падающего  $E$  поляризованного поля в отраженное  $E$  поляризованное поле,  $a_n^{HE}$  — коэффициенты преобразования падающего  $E$  поляризованного поля в отраженное  $H$  поляризованное поле.

Задача дифракции  $H$  поляризованной волны ставилась аналогично. Соответствующие неизвестные коэффициенты были обозначены следующим образом:  $a_n^{HH}$  — коэффициенты преобразования падающего  $H$  поляризованного поля в отраженное  $H$  поляризованное поле,  $a_n^{EH}$  —

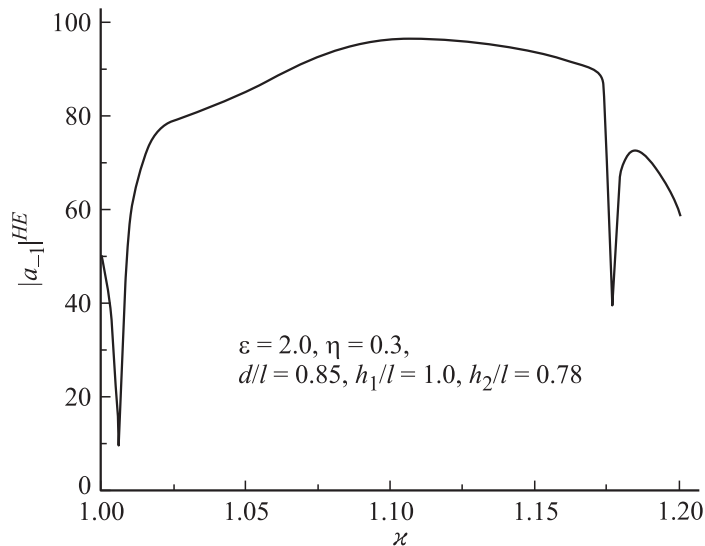
коэффициенты преобразования падающего  $H$  поляризованного поля в отраженное  $E$  поляризованное поле.

Физический смысл коэффициентов  $a_n$  в том, что они являются комплексными амплитудами плоских волн (гармоник) пространственного спектра над структурой. Угол  $\varphi_n$ , под которым волна пространственного спектра уходит от структуры, определяется выражением  $\sin \varphi_n = -n/\kappa - \sin \varphi$ . Режим, при котором одна из гармоник спектра распространяется в направлении, обратном направлению падающей волны, называется режимом автоколлимации (Littrow mounting). Этот режим является частным случаем незеркального отражения волн. Условие автоколлимационного отражения  $n$ -й гармоники имеет следующий вид:  $\kappa \sin \varphi = -n/2$ .

Для решения задачи дифракции плоских волн на структуре слой–решетка нами был использован метод обобщенных матриц рассеяния, расширенный на случай данной векторной задачи. В результате была получена система линейных алгебраических уравнений 2-го рода относительно неизвестных коэффициентов  $a_n$ , что позволило построить эффективные численные алгоритмы и провести оптимизирующий поиск широкополосного по частоте проявления эффекта квазиполного автоколлимационного кросполяризационного преобразования волн. Под квазиполным автоколлимационным кросполяризационным преобразованием мы понимаем такой режим, когда модули коэффициентов  $a_n^{HE}$  и  $a_n^{EH}$  в условиях автоколлимации имеют значения не ниже 90%.

Результаты такого поиска для автоколлимационного отражения на  $(-1)$  гармонике пространственного спектра представлены на рис. 2, 3 (значения коэффициентов преобразования указаны в процентах). Условие автоколлимации в этом случае имеет вид  $\kappa \sin \varphi = 0.5$ .

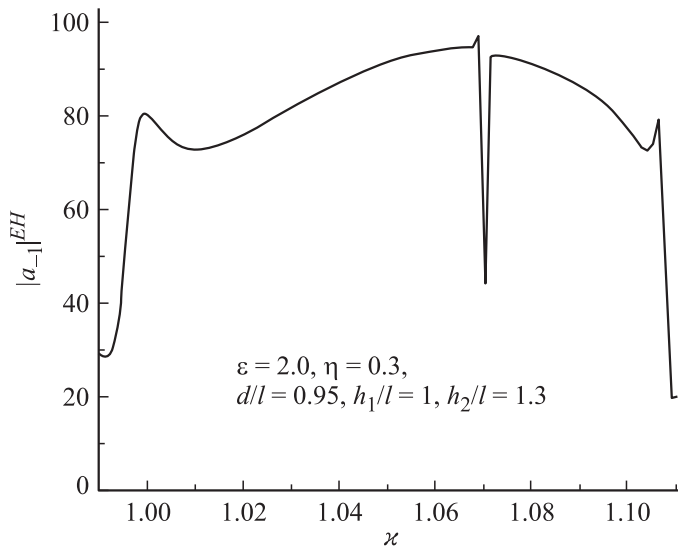
Из полученных результатов (рис. 2) следует, что существуют такие значения параметров решетки и кирального слоя, которые позволяют получить преобразование падающей  $E$  поляризованной волны в отраженную  $H$  поляризованную волну в полосе частот более 15% на половинном уровне коэффициента преобразования. Для случая преобразования  $H$  поляризованной волны в  $E$  поляризованную (рис. 3) значение ширины полосы проявления эффекта на этом же уровне превышает 10%. Отметим также, что уровень коэффициента кросполяризационного преобразования в точках максимального значения достигает 96% для  $E$  поляризации и 97% для  $H$  поляризации падающего поля.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента кросполяризационного преобразования от частоты при  $E$  поляризации падающего поля.

Аналогичный эффект квазиполного кросполяризационного преобразования наблюдался нами в автоколлимированном режиме и для гармоник спектра с номерами  $|n| > 1$ . При этом с возрастанием  $|n|$  ширина полосы проявления эффекта по частоте уменьшалась.

Высокодобротные резонансные всплески и спады коэффициентов кросполяризационного преобразования  $a_n^{HE}$  и  $a_n^{EH}$  (рис. 2 — частотные точки  $\kappa = 1.01$  и  $1.18$ ; рис. 3 —  $\kappa = 1.07$ ) связаны с так называемыми „резонансами на запертых модах“ [4]. Речь идет о полуволновых резонансах по глубине дифракционной решетки высших мод (не первой для  $E$  поляризации и не нулевой для  $H$  поляризации) плоскопараллельных волноводов, которыми, по сути, и являются канавки решетки. Можно оптимизировать параметры структуры так, что эти резонансы будут находиться либо на краях полосы проявления эффекта (рис. 2), либо в ее середине (рис. 3). Тогда в первом случае можно говорить о возможности построения широкополосного преобразователя поляризации, во



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента кросполяризационного преобразования от частоты при  $H$  поляризации падающего поля.

втором — о построении прибора, измеряющего параметры кирального слоя.

Таким образом, на основе строгого решения задач дифракции плоских  $E$  и  $H$  поляризованных волн на киральном слое, расположенном на отражательной решетке из брусьев прямоугольного поперечного сечения, обнаружено проявление эффекта квазиполного автоколлимационного кросполяризационного преобразования волн в широком диапазоне изменения частоты падающего поля.

## Список литературы

- [1] *Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V.* Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture notes in physics. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 336 p.
- [2] *Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J.* Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. Boston–London: Artech House, 1994. 332 p.

- [3] *Третьяков С.А.* // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 10. С. 1457–1470.
- [4] *Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А., Сиренко Ю.К.* Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. Киев. Наук. думка, 1986. 232 с.
- [5] *Electromagnetic Theory of Gratings* / Ed. by R. Petit. Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1980. 284 p.
- [6] *Kusaykin O.P., Poyedynchuk A.Y.* // Microwave and Opt. Tech. Letters. 2002. V. 33. N 6. P. 462–465.
- [7] *Panin S.B., Poyedynchuk A.Y.* // Proc. The Int. Symp. on Electromagnetic Theory, URSI–EMTS. Pisa, Italy, 2004. P. 1011–1013.