

Моделирование прохождения плоских электромагнитных волн через бианизотропную пластину

¹Синицын А.К., ²Ерофеенко В.Т.

¹Кафедра вычислительных методов и программирования
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

²НИИ прикладных проблем математики и информатики БГУ

Минск, Республика Беларусь

e-mail: sinitsyn@bsuir.by, bsu_erofeenko@tut.by

Аннотация—Выполнено моделирование процесса прохождения монохроматической произвольно поляризованной электромагнитной волны через плоский экран из бианизотропного материала. Рассчитаны характерные зависимости от частоты и угла падения коэффициентов отражения и прохождения волны через экраны с различными анизотропией и киральностью.

Ключевые слова: электромагнитная волна; бианизотропная среда; плоский экран; вычислительный эксперимент

I. ВВЕДЕНИЕ

В докладе рассматривается прохождение плоской электромагнитной волны через слой из бианизотропного материала. Эта задача актуальна в связи разработкой радиозащитных пленочных экранов и покрытий из искусственных композитных материалов, обладающих анизотропией и киральностью [1,2]. Получена рабочая математическая модель в виде краевой задачи для системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. На основе прямого сеточного метода сквозного счета [3] разработана эффективная программа для вычисления коэффициентов отражения и прохождения волн через неоднородный или многослойный экран.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоскую пластину толщины L , на которую слева падает под определенным углом плоская волна $\vec{E}_0\vec{H}_0$ (рис.1). Свойства пластины определяются материальными уравнениями вида

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H}' + \vec{\chi}_e / c \cdot \vec{E}'; \quad \vec{D}' = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon} \cdot \vec{E}' + \vec{\chi}_h / c \cdot \vec{H}';$$

где ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, тензоры имеют произвольные элементы

$$\vec{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}; \quad \vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{bmatrix};$$

$$\vec{\chi}_e = \begin{bmatrix} \chi_{e11} & \chi_{e12} & 0 \\ \chi_{e21} & \chi_{e22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{e3} \end{bmatrix}; \quad \vec{\chi}_h = \begin{bmatrix} \chi_{h11} & \chi_{h12} & 0 \\ \chi_{h21} & \chi_{h22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{h3} \end{bmatrix}.$$

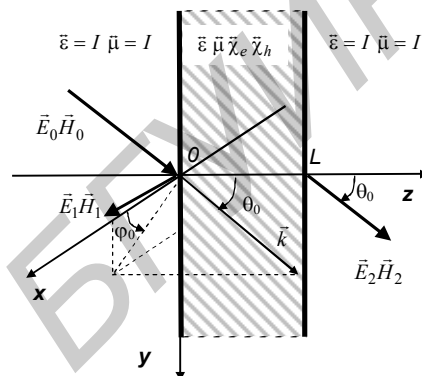


Рис.1. Падение волны на бианизотропную пластину

Для описания результирующего электромагнитного поля на заданной частоте ω используются безразмерные уравнения Максвелла для комплексных амплитуд поля:

$$\text{rot } \vec{E} = -jW [\vec{\mu}(z)\vec{H} + \vec{\chi}_e(z)\vec{E}];$$

$$\text{rot } \vec{H} = jW [\vec{\varepsilon}(z)\vec{E} + \vec{\chi}_h(z)\vec{H}].$$

Здесь $W = \omega/\omega_0$, ω – рабочая частота, $\omega_0 = 2\pi f_0$ – опорная частота, выбранная для перехода к безразмерным переменным. Используются следующие соотношения между размерными (штрихованные) и безразмерными величинами: $(x, y, z, L) = (x', y', z', L') \cdot \omega_0 / c$, c – скорость света, $t = \omega_0 t'$, L' – толщина пластины, $\vec{E} = \vec{E}' / E_m$, $\vec{H} = \mu_0 c \vec{H}' / E_m$, E_m – характерная амплитуда электрического поля; $\vec{E}' \dot{\varepsilon} \vec{H}'$ – векторы напряженности, $\vec{B}' \dot{\varepsilon} \vec{D}'$ – векторы индукции электрического и магнитного полей.

Зададим падающую, отраженную и проходящую волны, показанные на рис.1 следующим образом

$$\vec{E}_0 = A_0 \vec{U}^{(-1)} + B_0 \vec{U}^{(-2)}; \quad \vec{H}_0 = j(A_0 \vec{U}^{(-2)} + B_0 \vec{U}^{(-1)});$$

$$\vec{E}_1 = A_1 \vec{U}^{(+1)} + B_1 \vec{U}^{(+2)}; \quad \vec{H}_1 = j(A_1 \vec{U}^{(+2)} + B_1 \vec{U}^{(+1)});$$

$$\vec{E}_2 = A_2 \vec{U}^{(-1)} + B_2 \vec{U}^{(-2)}; \quad \vec{H}_2 = j(A_2 \vec{U}^{(-2)} + B_2 \vec{U}^{(-1)});$$

$$\begin{aligned} \vec{U}^{(\mp 1)} &= (\sin \varphi_0 \vec{x}_0 - \cos \varphi_0 \vec{y}_0) \exp(-jW(k_x x + k_y y \pm k_z z)); \\ \vec{U}^{(\mp 2)} &= j(\mp \cos \theta_0 (\cos \varphi_0 \vec{x}_0 + \sin \varphi_0 \vec{y}_0) + \sin \theta_0 \vec{z}_0) \times \\ &\quad \times \exp(-jW(k_x x + k_y y \pm k_z z)); \\ k_x &= \cos \varphi_0 \sin \theta_0; \quad k_y = \sin \varphi_0 \sin \theta_0; \quad k_z = \cos \theta_0. \end{aligned}$$

Амплитуды A_0, B_0 ортогональных поляризаций падающей волны заданы, соответствующие амплитуды отраженной A_1, B_1 и проходящей A_2, B_2 волн подлежат определению.

Представим результирующее поле внутри пластины ($0 \leq z \leq L$) в виде

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (\vec{E}_x(z) \vec{x}_0 + \vec{E}_y(z) \vec{y}_0 + \vec{E}_z(z) \vec{z}_0) \exp(-jW(k_x x + k_y y)); \\ \vec{H} &= (\vec{H}_x(z) \vec{x}_0 + \vec{H}_y(z) \vec{y}_0 + \vec{H}_z(z) \vec{z}_0) \exp(-jW(k_x x + k_y y)). \end{aligned}$$

Такое представление решения позволяет для $u(z) = \vec{E}_x(z)$; $v(z) = \vec{E}_y(z)$ сформулировать двухточечную краевую задачу для системы ОДУ вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(a_{11}(z) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(a_{12}(z) \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (b_{11} u) + \frac{\partial}{\partial z} (b_{12} v) + \\ c_{11} \frac{\partial u}{\partial z} + c_{12} \frac{\partial v}{\partial z} + d_{11} u + d_{12} v = 0; \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(a_{21}(z) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(a_{22}(z) \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (b_{21} u) + \frac{\partial}{\partial z} (b_{22} v) + \\ c_{21} \frac{\partial u}{\partial z} + c_{22} \frac{\partial v}{\partial z} + d_{21} u + d_{22} v = 0. \end{aligned}$$

Граничные условия

$$\begin{aligned} a_{11} \frac{\partial u}{\partial z} + a_{12} \frac{\partial v}{\partial z} + (b_{11} - f_{11}) u + (b_{12} - f_{12}) v \Big|_{z=0} &= f_1; \\ a_{21} \frac{\partial u}{\partial z} + a_{22} \frac{\partial v}{\partial z} + (b_{21} + f_{21}) u + (b_{22} + f_{22}) v \Big|_{z=0} &= f_2; \\ a_{11} \frac{\partial u}{\partial z} + a_{12} \frac{\partial v}{\partial z} + (b_{11} + f_{11}) u + (b_{12} + f_{12}) v \Big|_{z=L} &= 0; \\ a_{21} \frac{\partial u}{\partial z} + a_{22} \frac{\partial v}{\partial z} + (b_{21} - f_{21}) u + (b_{22} - f_{22}) v \Big|_{z=L} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь a, b, c, d есть функции от z . Коэффициенты a, b, c, d, f выражаются через параметры задачи.

После решения задачи все компоненты векторов поля выражаются через u, v и находятся амплитуды отраженной и прошедшей волн, после чего рассчитываются коэффициенты отражения R_1^w, R_2^w и прохождения T_1^w, T_2^w по мощности для каждой из двух ортогональных поляризаций.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основными эффектами при прохождении волны через рассматриваемую непоглощающую пластину являются наличие частотных полос полного прохождения и частичного отражения волны, поворот плоскости поляризации и кроссполяризация. Были рассчитаны характерные зависимости коэффициентов отражения и прохождения от частоты и угла падения для

слоя из анизотропного диэлектрика, слоя гиротропной среды (слой из подмагнитченной плазмы), слоя кирального анизотропного материала. Выбрана опорная частота $f_0=10$ ГГц и толщина пластины $L'=5$ мм. ($L=1.047$). На входе задавалась волна одной поляризации ($A_0=1, B_0=0$, вектор \vec{E}_0 параллелен пластине). Характерные зависимости подобны.

Приведем результаты для **пластины из анизотропного диэлектрика** ($\vec{\mu}=I, \vec{\chi}_e = \vec{\chi}_h = 0, \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = 0$). При заданном θ_0 подбирались действительные различные $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_3$, и φ_0 , при которых возможен поворот на $\pi/2$ плоскости поляризации проходящей волны при отсутствии отражения (рис.2). Обнаружено, что для $\theta_0=0$ (нормальное падение) при $\varphi_0=k\pi/2, k=0,1,2,3$ кроссполяризация отсутствует.

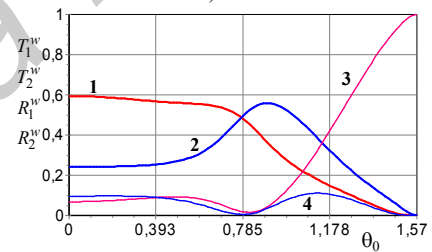
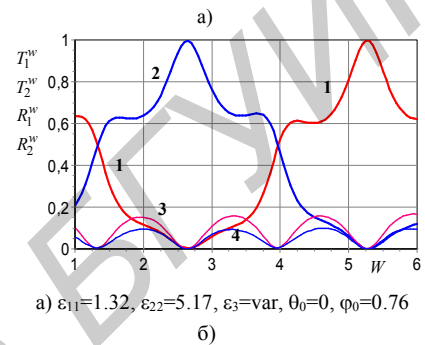


Рис.2 Коэффициенты прохождения и отражения

1 - T_1^w , 2 - T_2^w , 3 - R_1^w , 4 - R_2^w

Периодический характер зависимости от частоты коэффициентов отражения объясняется эффектами интерференции волн, отраженных от двух поверхностей пластины, когда $\varepsilon_{ii} > 1$. Отраженная волна имеет эллиптическую поляризацию. Следует отметить, что при нормальном падении ($\theta_0=0$) представленные на рис.2а зависимости сохраняются при любых значениях ε_3 . Если угол падения отличен от нуля, то проявляется зависимость коэффициентов отражения и прохождения от компоненты ε_3 .

На рис. 2б представлены зависимости коэффициентов от угла падения θ_0 . При $\theta_0=\pi/4$ на выходе наблюдается волна, имеющая круговую поляризацию.

- [1] В.А.Неганов, Осипов О.В.. Современное состояние электродинамики искусственных киральных сред (обзор). Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2005. – Т.8, №1. – С.7-33.
- [2] В.Т.Ерофенко, С.В.Малый. Дифракция плоской электромагнитной волны на плоском слое из биизотропного материала. Вестник БГУ. Сер.1. – 2010. №2. – С.11-16.
- [3] А.К.Синицын. Метод блочной матричной прогонки для решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Доклады БГУИР. – 2007. №1(17). – С.30-33.