

Силовые линии электрического поля в прямоугольном волноводе с неоднородной анизотропной вставкой

О. В. Багацкая, В. И. Фесенко¹, С. Н. Шульга

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

*¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Украина, г. Харьков, 61166, пр. Ленина, 14
E-mail: fesenko@kture.kharkov.ua*

В работе исследуется распределение силовых линий электрического поля в поперечном сечении прямоугольного волновода с неоднородной вставкой, которая характеризуется анизотропией одновременно электрических и магнитных свойств. С помощью метода конечных разностей проведена дискретизация уравнений Максвелла для произвольной анизотропной среды в присутствии ограничивающих стенок волновода или резонатора. Получена система линейных алгебраических уравнений относительно электрических компонент поля в неоднородной анизотропной среде и найдено решение методом сопряженного градиента. Представлены результаты расчета силовых линий электрического поля в поперечном сечении анизотропной вставки прямоугольного волновода.

У роботі досліджується розподіл силових ліній електричного поля в поперечному перерізі прямокутного хвилеводу з неоднорідною вставкою, яка характеризується анізотропією одночасно електричних і магнітних властивостей. За допомогою методу кінцевих різниць проведено дискретизацію рівнянь Максвелла для довільного анізотропного середовища за наявності обмежуючих стінок хвилеводу чи резонатора. Отримано систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно електричних компонент поля в неоднорідному анізотропному середовищі і знайдено рішення методом спряженого градієнта. Наведено результати розрахунку силових ліній електричного поля в поперечному перерізі анізотропної вставки прямокутного хвилеводу.

В настоящее время в электродинамике сплошных сред интенсивно развивается направление, связанное с исследованием электродинамических свойств неоднородных анизотропных материалов, которые широко применяются в оптике световодов, микроволноводной и антенной технике благодаря своим уникальным электродинамическим свойствам и возможности мгновенного бесконтактного управления этими свойствами с помощью внешнего электрического или магнитного поля.

Необходимо отметить, что эффективная физико-математическая модель взаимодействия электромагнитного поля с анизотропными материалами в замкнутых объемных резонаторах и волноводах должна обеспечивать возможность быстрого и высокоточного расчета распределения электромагнитного поля в произвольно анизотропном и произвольно неоднородном материале, ограниченном проводящей поверхностью.

Универсальным методом решения этой и подобных задач является метод конечных раз-

ностей, с помощью которого производится дискретизация уравнений Максвелла во временной и пространственной областях [1-12]. В работах [10-12] рассмотрены задачи по определению структуры электромагнитного поля в ограниченном объеме с анизотропией, свойственной диэлектрику либо магнито-диэлектрику.

Настоящая работа является обобщением цитируемых работ на случай, когда пространственно неоднородное включение, расположенное в волноводе, обладает смешанной анизотропией.

Постановка задачи

Введем правовинтовую декартову систему координат (x, y, z) , связанную с прямоугольным волноводом как показано на рис. 1. В этой системе координат рассмотрим структуру, состоящую из прямоугольного волновода и анизотропной вставки, помещенной в волновод и характеризующейся неоднородными тензорами диэлектрической $\hat{\epsilon}(\vec{R})$ и магнитной $\hat{\mu}(\vec{R})$ проницаемостями. Пусть стороны анизотропного включения, примыкающие к боковым стенкам волновода, являются идеально проводящими, а торцы, перпендикулярные оси Oz , – проницаемыми для поля. Поперечные размеры вставки совпадают с размерами пря-

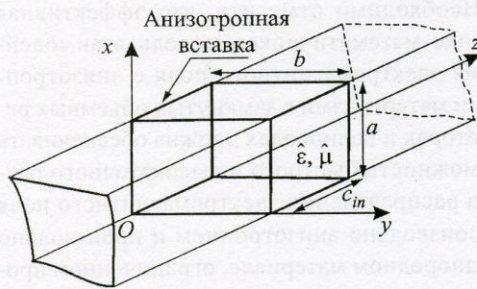


Рис. 1. Геометрия задачи

моугольного волновода (a, b) , продольный размер вставки обозначим c_{in} . Электромагнитное поле с временной зависимостью $e^{-i\omega t}$ удовлетворяет внутри включения однородным (без источников) уравнениям Максвелла в интегральной форме:

$$\int_L \vec{E} \cdot \vec{\tau} dl - ik_0 \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds = 0, \quad (1)$$

$$\int_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl + ik_0 \int_S \vec{D} \cdot \vec{n} ds = 0. \quad (2)$$

Здесь \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей соответственно; $k_0 = \omega/c$ – волновое число, ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме; S – поверхность вставки, ограниченная контуром L ; \vec{n} – внешняя нормаль к поверхности S ; $\vec{\tau}$ – вектор касательной к L .

Индукции магнитного и электрического полей даются соотношениями:

$$\vec{B} = \hat{\mu} \cdot \vec{H}, \quad (3)$$

$$\vec{D} = \hat{\epsilon} \cdot \vec{E}, \quad (4)$$

где $\hat{\mu} = \mu_{jk}(\vec{R})$, $\hat{\epsilon} = \epsilon_{jk}(\vec{R})$ – произвольные функции $\vec{R} = \{x, y, z\}$, индексы j и k принимают значения x, y, z .

Дискретизация уравнений Максвелла

Разобьем область включения на n элементарных ячеек [10], каждая из которых характеризуется собственными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Будем считать также, что электромагнитное поле в пределах ячейки является постоянным. Для ячейки с номером k определим шесть компонент электромагнитного поля, $E_{xk}, E_{yk}, E_{zk}, B_{xk}, B_{yk}, B_{zk}$, как показано на рис. 2. Размеры ячейки обозначим через

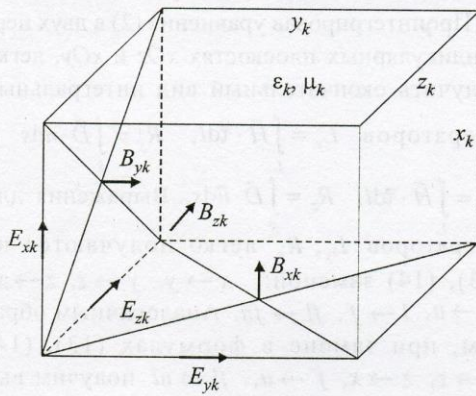


Рис. 2. Выбор компонент электромагнитного поля в k -ой ячейке

x_k, y_k, z_k . Из рис. 2 видно, что компоненты электрического поля E_k определены в центре ребер, а компоненты магнитной индукции B_k – в центре граней ячейки k . Такой выбор компонент поля удовлетворяет первому уравнению Максвелла. Для определенности, ячейки, смежные с ячейкой k , обозначим следующим образом: верхняя ячейка (above) в дальнейшем будет обозначаться первой буквой a , левая (left) – буквой l , правая (right) – буквой r , нижняя (under) – буквой u , ячейка впереди (front) – буквой f , ячейка за k -ой (behind) – буквой b .

Пусть S – нижняя поверхность k -й ячейки, а L – контур, который ее ограничивает. В этом случае $\vec{n} = \vec{x}_0$ и из первого уравнения Максвелла (1) имеем:

$$E_{yk} y_k + E_{zk} z_k - E_{yb} y_k - E_{zk} z_k = ik_0 B_{xk} y_k z_k. \quad (5)$$

Аналогичным образом получаем выражения для левой (при этом $\vec{n} = \vec{y}_0$) и передней (при этом $\vec{n} = -\vec{z}_0$) граней ячейки k :

$$E_{zk} y_k + E_{xb} x_k - E_{za} z_k - E_{xk} x_k = ik_0 B_{yk} x_k z_k, \quad (6)$$

$$E_{xk} y_k + E_{xr} x_k - E_{yl} y_k - E_{xk} x_k = -ik_0 B_{zk} x_k y_k. \quad (7)$$

Через $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ обозначены орты соответствующих осей. В соотношении (7) учтен тот факт, что $\vec{B} \cdot \vec{n} = -B_z$.

Второе интегральное уравнение Максвелла (1) запишем в виде:

$$L_x = -ik_0 R_x, \quad (8)$$

где

$$L_x = \int_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl, \quad R_x = \int_S \vec{D} \cdot \vec{n} ds, \quad (\vec{n} = \vec{x}_0). \quad (9)$$

Рассмотрим отдельно два интегральных оператора (9). Проинтегрируем уравнения (9) в сечении параллельном плоскости yOz . В данном случае контур интегрирования включает ячейки k, l, fl и f , где fl – фронтальная левая, а f – фронтальная ячейки соответственно. Принимая во внимание, что векторы \vec{H} и \vec{D} имеют постоянные значения в указанных ячейках, получим следующие выражения для L_x и R_x :

$$L_x = \frac{1}{2} [H_{zk} z_k - H_{yk} y_k - H_{yl} y_l - H_{zf} z_f - H_{zfl} z_f + H_{yl} y_l + H_{yf} y_k + H_{zf} z_f], \quad (10)$$

$$R_x = \frac{1}{4} [D_{xk} y_k z_k + D_{xl} y_l z_k + D_{yfl} y_l z_f + D_{yf} y_k z_f]. \quad (11)$$

Преобразуем L_x и R_x с целью уменьшить количество неизвестных. Для этого воспользуемся материальными уравнениями в виде:

$$\vec{H} = \hat{\eta} \cdot \vec{B}, \quad \vec{E} = \hat{\nu} \cdot \vec{D}, \quad (12)$$

где $\hat{\eta} = \hat{\mu}^{-1}$, $\hat{\nu} = \hat{\epsilon}^{-1}$ ($\hat{\eta} = [\eta_{jk}]$, $\hat{\nu} = [\nu_{jk}]$, ($j, k = x, y, z$)). Здесь $\det \hat{\epsilon} \neq 0$ и $\det \hat{\mu} \neq 0$.

Если в (10) выразить компоненты напряженности магнитного поля \vec{H} через компоненты индукции \vec{B} и использовать условия непрерывности нормальных компонент \vec{B} на границах смежных ячеек, тогда получим следующее выражение для оператора L_x :

$$L_x = \frac{1}{2} \left\{ B_{xk} (z_k \eta_{zx}^k - y_k \eta_{yx}^k) - B_{yk} [y_l \eta_{yy}^l + y_k \eta_{yy}^k + z_k (\eta_{zy}^l - \eta_{zy}^k)] + B_{zk} [z_f \eta_{zx}^f + z_k \eta_{zx}^k + y_k (\eta_{yz}^f - \eta_{yz}^k)] - B_{xl} (y_l \eta_{lx}^l - z_k \eta_{lx}^k) - B_{zl} [z_k \eta_{zx}^k + z_f \eta_{zx}^f + y_l (\eta_{yz}^l - \eta_{yz}^f)] + B_{yf} (y_k \eta_{fy}^k + z_f \eta_{fy}^f) + B_{yf} [y_k \eta_{yy}^k + y_l \eta_{yy}^l + z_f (\eta_{zy}^k - \eta_{zy}^f)] + B_{yfl} (y_l \eta_{yx}^l - z_f \eta_{yx}^f) \right\}. \quad (13)$$

Здесь верхний индекс у величины η обозначает положение ячейки.

Используя материальные уравнения (4) и условия непрерывности касательных компонент \vec{E} на границе соседних ячеек, получим выражение для оператора R_x :

$$4R_x = \left\{ y_k z_k \epsilon_{xx}^k + y_l z_k \epsilon_{xx}^l + y_l z_f \epsilon_{xx}^f + y_k z_f \epsilon_{xx}^f + \frac{y_l}{\epsilon_{yy}^l} (\epsilon_{yx}^k - \epsilon_{yx}^l) (z_f \epsilon_{xy}^f + z_k \epsilon_{xy}^k) + \frac{z_f}{\epsilon_{zz}^f} (\epsilon_{zx}^k - \epsilon_{zx}^f) (y_l \epsilon_{xz}^f + y_k \epsilon_{xz}^k) \right\} E_{xk} + \left\{ y_k z_k \epsilon_{xy}^k + y_k z_f \epsilon_{xy}^f + \frac{z_f}{\epsilon_{zz}^f} (\epsilon_{zy}^k - \epsilon_{zy}^f) (y_k \epsilon_{xz}^k + y_l \epsilon_{xz}^f) + \frac{y_l \epsilon_{xy}^k}{\epsilon_{yy}^l} (z_f \epsilon_{xy}^f + z_k \epsilon_{xy}^k) \right\} E_{yk} + \left\{ y_k z_k \epsilon_{xz}^k + y_l z_k \epsilon_{xz}^l + \frac{y_l}{\epsilon_{yy}^l} (\epsilon_{yz}^k - \epsilon_{yz}^l) (z_k \epsilon_{xy}^k + z_f \epsilon_{xy}^f) + \frac{z_f \epsilon_{xz}^k}{\epsilon_{zz}^f} (y_l \epsilon_{xz}^f + y_k \epsilon_{xz}^k) \right\} E_{zk}. \quad (14)$$

Проинтегрировав уравнение (2) в двух перпендикулярных плоскостях xOz и xOy , легко получить окончательный вид интегральных операторов $L_y = \int_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl$, $R_y = \int_S \vec{D} \cdot \vec{n} ds$ и $L_z = \int_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl$, $R_z = \int_S \vec{D} \cdot \vec{n} ds$. Выражения для операторов L_y, R_y легко получаются из (13), (14) заменой: $x \rightarrow y, y \rightarrow z, z \rightarrow x, f \rightarrow u, l \rightarrow f, fl \rightarrow fu$. Аналогичным образом, при замене в формулах (13), (14) $x \rightarrow z, z \rightarrow x, f \rightarrow u, fl \rightarrow ul$ получим выражения для операторов L_z, R_z . В целях экономии места явный вид этих операторов мы не приводим.

Дискретизированная система уравнений Максвелла для произвольной анизотропной среды может быть представлена в следующей компактной форме [10]:

$$L_x (B_{xk}, B_{yk}, B_{zk}, B_{xl}, B_{zl}, B_{xf}, B_{yf}, B_{yfl}) = -ik_0 R_x (E_{xk}, E_{yk}, E_{zk}), \quad (15)$$

$$L_y (B_{xk}, B_{yk}, B_{zk}, B_{xl}, B_{zl}, B_{yu}, B_{zu}, B_{yfu}) = -ik_0 R_y (E_{xk}, E_{yk}, E_{zk}), \quad (16)$$

$$L_z (B_{xk}, B_{yk}, B_{zk}, B_{xl}, B_{zl}, B_{yu}, B_{zu}, B_{zul}) = -ik_0 R_z (E_{xk}, E_{yk}, E_{zk}). \quad (17)$$

Из уравнений (15)-(17) можно исключить компоненты B_{xk}, B_{yk}, B_{zk} с помощью формул (5)-(7), но полученные соотношения все же будут включать неизвестные компоненты магнитной индукции: $B_{xl}, B_{zl}, B_{xf}, B_{yf}, B_{yu}, B_{zu}, B_{zul}, B_{yfl}, B_{yfu}$. Чтобы замкнуть систему уравнений (15)-(17), необходимо выразить компоненты магнитной индукции через компоненты электрического поля. Это можно сделать, если дискретизировать первое уравнение Максвелла (1) для левой (индекс l), нижней (u), фронтальной (f), фронтальной нижней (fu) и нижней левой (ul) ячеек.

Общий случай среды с анизотропией диэлектрических и магнитных свойств

В рассматриваемом нами случае неоднородный материал с анизотропией как магнитных, так и электрических свойств характеризуется произвольными тензорами магнитной и диэлектрической проницаемости $\hat{\mu}$ и $\hat{\epsilon}$. Дискретизированная система линейных алгебраических уравнений (15)-(17) принимает вид:

$$\begin{aligned} & (2P_{xx} - k_0^2 S_{xx})E_{xk} - (2P_{xy} + k_0^2 S_{xy})E_{yk} - \\ & - (2P_{xz} + k_0^2 S_{xz})E_{zk} = 2F_x, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & - (2P_{yx} + k_0^2 S_{yx})E_{xk} + (2P_{yy} - k_0^2 S_{yy})E_{yk} - \\ & - (2P_{yz} + k_0^2 S_{yz})E_{zk} = 2F_y, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & - (2P_{zx} + k_0^2 S_{zx})E_{xk} - (2P_{zy} + k_0^2 S_{zy})E_{yk} + \\ & + (2P_{zz} - k_0^2 S_{zz})E_{zk} = 2F_z. \end{aligned} \quad (20)$$

Коэффициенты $S_{xx} \dots S_{zz}$ имеют вид аналогичный соответствующим коэффициентам из работы [10], а коэффициенты $P_{xx} \dots P_{zz}$ и правые части $F_x \dots F_z$ – из работы [12].

В системе уравнений (18)-(20) содержатся геометрические и материальные параметры трехмерной задачи, а также компоненты возбуждающих полей на торцах волноводной вставки. В рассматриваемом нами случае среды без потерь матрица системы уравнений оказывается вещественной и СЛАУ (18)-(20) содержит три компоненты электрического поля E_x, E_y, E_z в каждой из n ячеек, а размеры матрицы коэффициентов системы уравнений при этом равны $3N \times 3N$. Отметим, что указанная система уравнений решалась численно с помощью метода сопряженных градиентов.

Численные результаты

В этой части работы представлены результаты расчета силовых линий электрического поля в поперечном сечении однородной анизотропной вставки прямоугольного волновода, имеющего размеры $a = 2.5$ см, $b = 5$ см. Размер вставки вдоль оси Oz (см. рис. 1) $c_{in} = 1$ см.

Пусть вставка выполнена из одноосного анизотропного материала, который характеризуется проницаемостями вида [10, 12]:

$$\hat{\mu} = \mu_{||} \vec{d}\vec{d} + \mu_{\perp} (\hat{I} - \vec{d}\vec{d}),$$

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{||} \vec{d}\vec{d} + \epsilon_{\perp} (\hat{I} - \vec{d}\vec{d}).$$

В этих выражениях \vec{d} – вещественный единичный вектор, который определяет направление оптической оси:

$$d_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad d_y = \sin \theta \sin \varphi, \quad d_z = \cos \theta; \quad (21)$$

$\mu_{\perp}, \mu_{||}, \epsilon_{\perp}, \epsilon_{||}$ – главные значения магнитной и диэлектрической проницаемостей вдоль оптической оси и в поперечном к ней направлении соответственно; \hat{I} – единичная матрица. В (21) θ и φ – углы наклона оптической оси анизотропной вставки, угол φ отсчитывается от оси x в плоскости xOy , угол θ обозначает наклон оси относительно плоскости xOy .

Считаем, что торцы анизотропной вставки граничат с полым волноводом, в котором присутствуют собственные моды одного типа с обоих торцов включения. Поперечные составляющие этих мод задаются выражениями [10]:

для ТЕ-поляризации

$$\vec{E}_{mn}(x, y) = -A_{mn}^{TE} \frac{\sqrt{k_0 \mu}}{k_{mn} h_{mn}} \vec{z}_0 \times \nabla_{\perp} \Psi_{mn}(x, y),$$

для ТМ-поляризации

$$\vec{E}_{mn}(x, y) = -A_{mn}^{TM} \frac{h_{mn}}{k_{mn} \sqrt{k_0 \mu}} \nabla_{\perp} \Phi_{mn}(x, y).$$

В этих формулах ∇_{\perp} – оператор, действующий по переменным x, y ;

$$\Psi_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{b}\right);$$

$$\Phi_{mn}(x, y) = \sin\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{b}\right)$$

($m, n = 1, 2, \dots, N$);

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2; \quad h_{mn} = \sqrt{k_0^2 \epsilon \mu - k_{mn}^2};$$

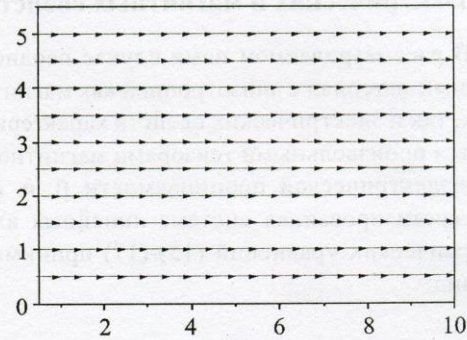
$$A_{mn}^{TE} = \sqrt{\frac{\alpha_m \alpha_n}{ab}}, \quad A_{mn}^{TM} = \frac{2}{\sqrt{ab}}. \quad (22)$$

В формулах (22) $\alpha_m = 1$ при $m = 0$ и $\alpha_m = 2$ при $m = 1, 2, \dots$, причем в выражениях для ТЕ-поляризации m и n не могут равняться нулю одновременно.

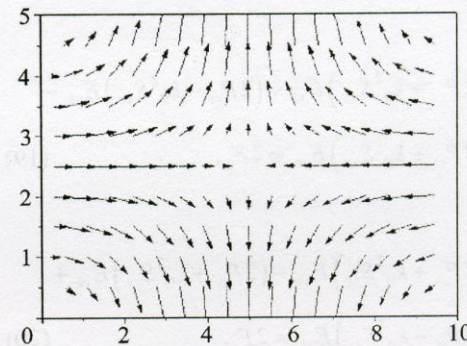
При расчетах волноводная вставка разбивалась на $N_x = 10, N_y = 20, N_z = 7$ ячеек вдоль осей Ox, Oy, Oz соответственно.

На рис. 3 – 6 представлены результаты расчета силовых линий электрического поля волн ТЕ- и ТМ-поляризации в середине поперечного сечения неоднородной анизотропной вставки прямоугольного волновода при $z = c_{in}/2$.

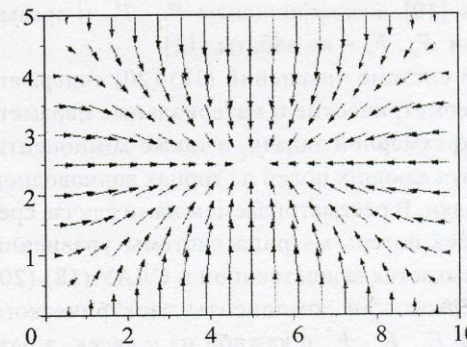
Для проверки разработанного алгоритма вначале были рассчитаны распределения силовых линий электрического поля трех мод, $TE_{10}, TE_{11}, TM_{11}$, (рис. 3) для случая изотропной вставки, которая характеризуется скалярной магнитной и диэлектрической проницаемостями равными единице (пустотный волновод), при этом волновое число



а)



б)



в)

Рис. 3. Структура силовых линий электрического поля в поперечном сечении изотропной вставки: а) TE_{10} ; б) TE_{11} ; в) TM_{11}

в свободном пространстве $k_0 = 2$. Полученные таким образом картины полей полностью соответствуют хорошо известным распределениям силовых линий электрического поля в поперечном сечении прямоугольного волновода.

На рис. 4 приведены картины полей волны TM_{11} для различных случаев анизотропии диэлектрических или магнитных свойств исследуемого материала, заполняющего прямоугольный волновод. Для большей наглядности

приведены картины полей для четырех случаев анизотропной вставки.

Рис. 5 иллюстрирует подобные распределения поля для волны TE_{11} .

Представленные на рис. 4, 5 распределения полей для волн TE_{11} и TM_{11} хорошо совпадают с результатами работ [11, 12].

На рис. 6 представлены картины полей волн TE_{11} и TM_{11} для случая анизотропии как магнитных, так и электрических свойств волноводной вставки. Причем варианты а)

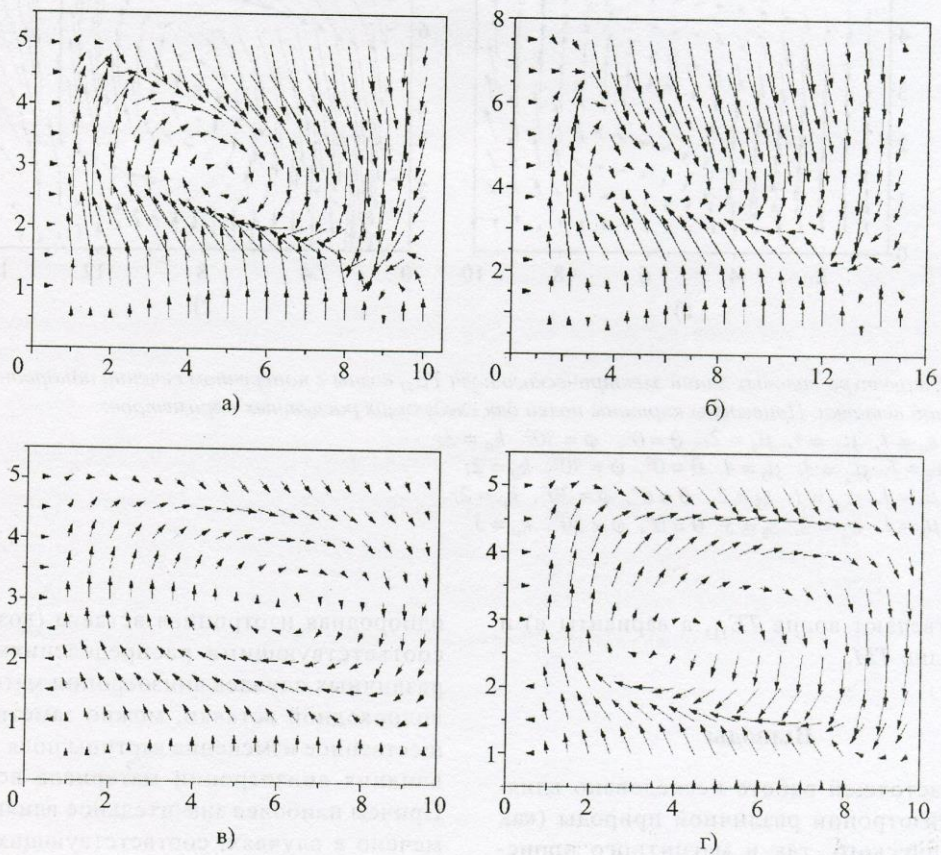


Рис. 4. Структура силовых линий электрического поля TM_{11} -волны в поперечном сечении однородной анизотропной вставки. Приведены картины полей для следующих расчетных параметров:

- а) $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = 1$, $\mu_{\perp} = 2$, $\mu_{\parallel} = 3$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$;
- б) $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = 1$, $\mu_{\perp} = 1$, $\mu_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$;
- в) $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel} = 1$, $\epsilon_{\perp} = 1$, $\epsilon_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$;
- г) $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel} = 1$, $\epsilon_{\perp} = 3$, $\epsilon_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$

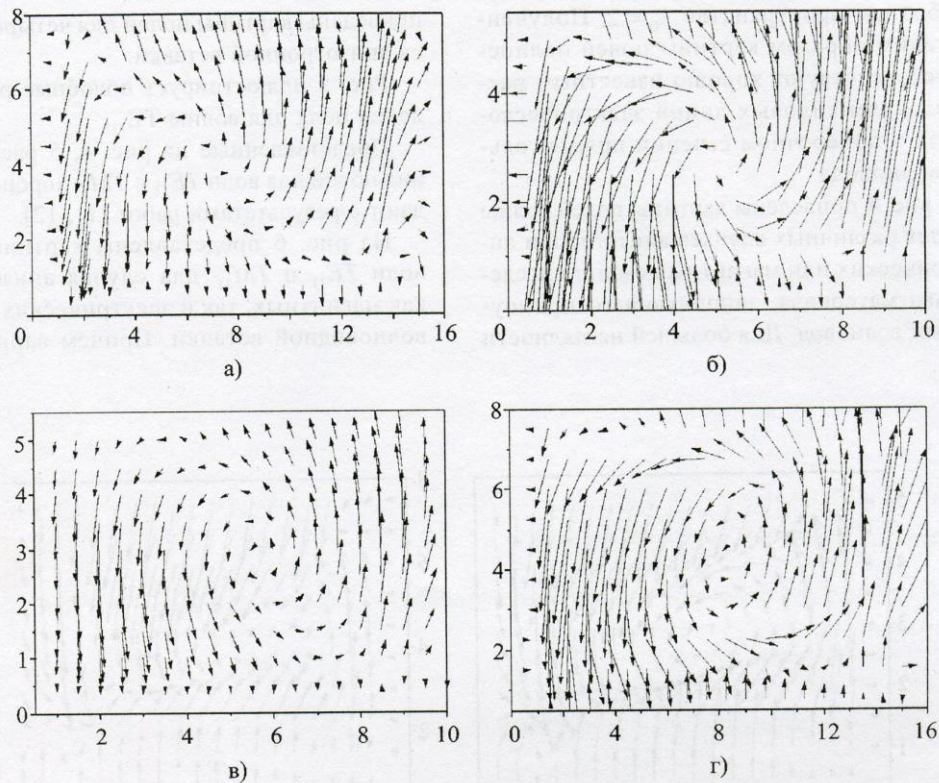


Рис. 5. Структура силовых линий электрического поля TE_{11} волны в поперечном сечении однородной анизотропной вставки. Приведены картины полей для следующих расчетных параметров:

- а) $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = 1$, $\mu_{\perp} = 1$, $\mu_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$;
- б) $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = 1$, $\mu_{\perp} = 3$, $\mu_{\parallel} = 4$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$;
- в) $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel} = 1$, $\epsilon_{\perp} = 1$, $\epsilon_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$;
- г) $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel} = 1$, $\epsilon_{\perp} = 2$, $\epsilon_{\parallel} = 3$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$

и б) отвечают волне TE_{11} , а варианты в) и г) – волне TM_{11} .

Выводы

В настоящей работе исследовано влияние анизотропии различной природы (как электрического, так и магнитного происхождения) заполнения волновода на пространственное распределение силовых линий электрического поля разных волноводных мод на различных частотах. Сравнительное распределение силовых линий электрического поля в поперечном сечении прямоугольного волновода, в котором размещена

однородная изотропная вставка (воздух) с соответствующими распределениями для различных случаев анизотропии материала волноводной вставки, можно заметить существенное изменение картины поля за счет влияния анизотропии материала вставки. Причем наиболее значительное влияние отмечено в случаях, соответствующих материалу волноводной вставки со смешанной анизотропией.

Представленная работа является первым шагом в решении задачи о возбуждении прямоугольного волновода с неоднородной анизотропной вставкой, обладающей смешанной анизотропией.

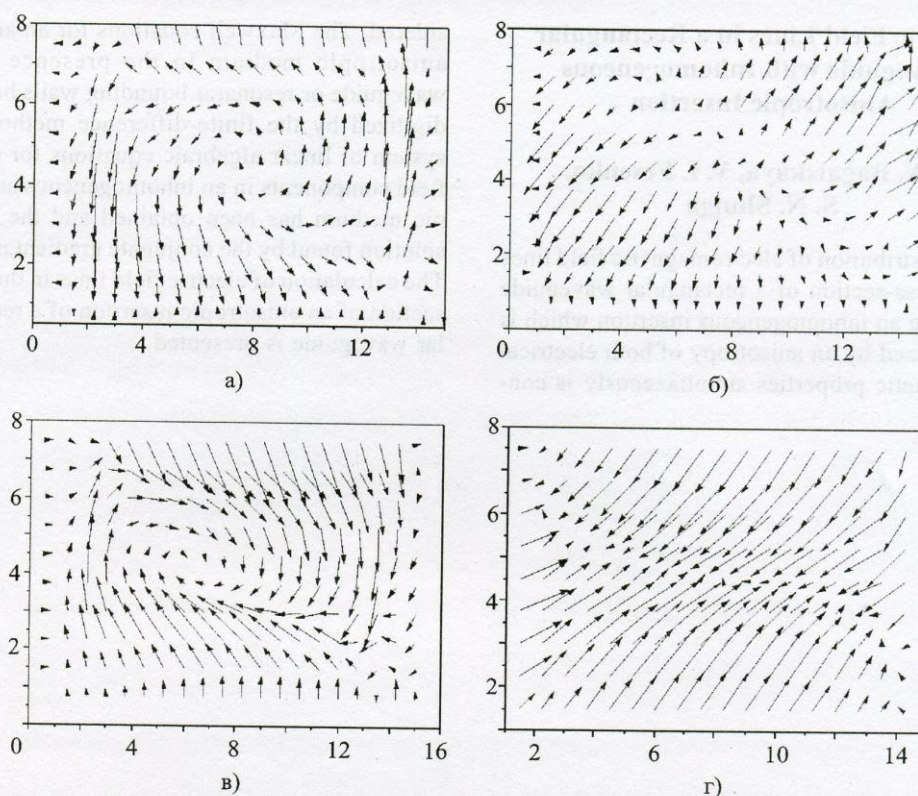


Рис. 6. Структура силловых линий электрического поля волн TE_{11} и TM_{11} в поперечном сечении однородной анизотропной вставки для случая смешанной анизотропии. Варианты а) и б) отвечают волне TE_{11} , а варианты в) и г) – волне TM_{11} . Приведены картины полей для следующих расчетных параметров:

- а) $\epsilon_{\perp} = 1$, $\epsilon_{\parallel} = 2$, $\mu_{\perp} = 1$, $\mu_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$;
 б) $\epsilon_{\perp} = 2$, $\epsilon_{\parallel} = 3$, $\mu_{\perp} = 2$, $\mu_{\parallel} = 3$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$;
 в) $\mu_{\perp} = 1$, $\mu_{\parallel} = 2$, $\epsilon_{\perp} = 1$, $\epsilon_{\parallel} = 2$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 2$;
 г) $\mu_{\perp} = 2$, $\mu_{\parallel} = 3$, $\epsilon_{\perp} = 2$, $\epsilon_{\parallel} = 3$, $\theta = 0^{\circ}$, $\varphi = 30^{\circ}$, $k_0 = 3$

Литература

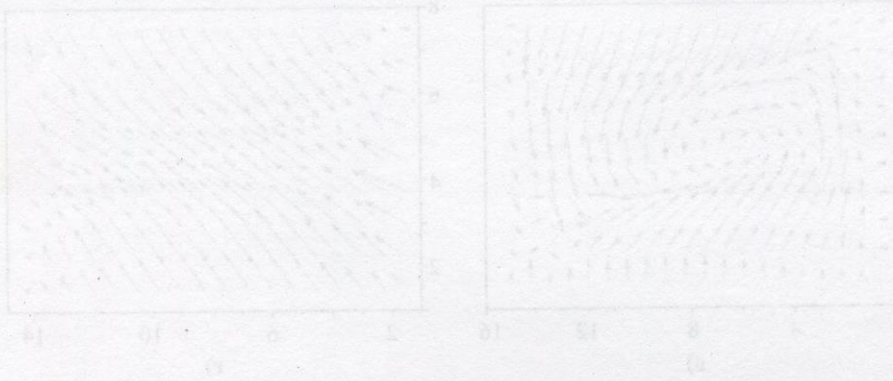
1. K. S. Yee. IEEE Trans. Antennas Propag. 1966, **AP-14**, pp. 302-307.
2. A. Taflove, M. E. Brodwin. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1975, **MTT-23**, pp. 623-630.
3. A. Taflove, and K. Umashancar. IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1983, **EMC-25**, pp. 433-440.
4. D. H. Choi, W. Hoefler. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1986, **MTT-34**, pp. 1464-1469.
5. G. G. Liang, Y. W. Liu, K. K. Mei. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1989, **MTT-37**, pp. 1949-1957.
6. D. M. Sheen, S. M. Ali, M. D. Abouzahra, J. A. Kong. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1990, **MTT-38**, pp. 849-857.
7. T. Weiland. Particle Acceleration. 1984, **17**, pp. 2340-2343.
8. T. Weiland. IEEE Trans. Magn. 1984, **MAG-21**, pp. 2340-2343.
9. A. Christ, Y. Hartnagel. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1989, **MMT-35**, pp. 688-696.
10. С. Н. Шульга. Вестник Харьковского университета. Серия РЭ. 1999, №427, с. 64-71.
11. О. В. Багацкая, С. Н. Шульга. Радиотехника и электроника. 2001, **46**, №2, с. 1-7.
12. С. Н. Шульга, В. И. Фесенко. Известия вузов. Радиофизика. 2002, **XLV**, №12, с. 1049-1057.

Electric Field Lines in a Rectangular Waveguide with Inhomogeneous Anisotropic Insertion

O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga

The distribution of electromagnetic field lines in the cross-section of a rectangular waveguide possessing an inhomogeneous insertion which is characterized by an anisotropy of both electrical and magnetic properties simultaneously is con-

sidered. The Maxwell equations for an arbitrary anisotropic medium in the presence of the waveguide or resonator bounding walls has been digitized by the finite-difference method. The system of linear algebraic equations for electric field components in an inhomogeneous anisotropic medium has been obtained and the system solution found by the conjugate gradient method. The calculation of electric field lines in the cross-section of an anisotropic insertion of a rectangular waveguide is presented.



1. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 10, pp. 1040-1045.

2. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 11, pp. 1140-1145.

3. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 12, pp. 1240-1245.

4. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 13, pp. 1340-1345.

5. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 14, pp. 1440-1445.

6. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 15, pp. 1540-1545.

7. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 16, pp. 1640-1645.

8. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 17, pp. 1740-1745.

9. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 18, pp. 1840-1845.

10. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 19, pp. 1940-1945.

11. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 20, pp. 2040-2045.

12. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 21, pp. 2140-2145.

13. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 22, pp. 2240-2245.

14. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 23, pp. 2340-2345.

15. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 24, pp. 2440-2445.

16. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 25, pp. 2540-2545.

17. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 26, pp. 2640-2645.

18. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 27, pp. 2740-2745.

19. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 28, pp. 2840-2845.

20. O. V. Bagatskaya, V. I. Fesenko, S. N. Shulga, Radiophys. J., 2003, vol. 46, no. 29, pp. 2940-2945.