

УДК 621.383: 519.632

ДВУМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА МОД АНИЗОТРОПНОГО ДИФФУЗИОННОГО ВОЛНОВОДА

Т. Г. Белейчева

Математически поставлены и численными методами решены спектральные задачи по определению постоянных распространения и электромагнитных полей мод двумерного световода с диагональным тензором диэлектрической проницаемости. Полученные результаты для некоторых профилей показателя преломления в изотропном случае находятся в хорошем соответствии с решениями других авторов. Приведен конкретный расчет анизотропного диффузационного волновода. Обсуждаются некоторые физические аспекты полученных уравнений.

Введение. Одним из наиболее перспективных способов создания оптических волноводов и ряда активных устройств на их основе является легирование поверхностных слоев кристалла LiNbO_3 титаном. В результате диффузии из полоски титана, нанесенной на поверхность анизотропного одноосного кристалла LiNbO_3 в поперечном к направлению распространения волн сечении, создается неоднородный двумерный профиль показателя преломления n (рис. 1).

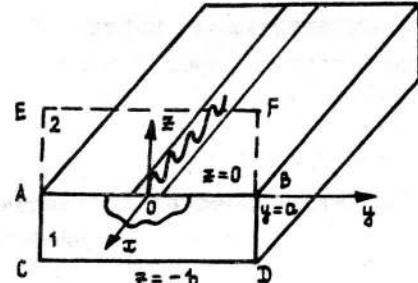


Рис. 1.

В данной работе поставлены и численными методами решены двумерные спектральные задачи для анизотропного оптического волновода с диагональным тензором диэлектрической проницаемости:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x(y, z) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y(y, z) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z(y, z) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_x(y, z) = \epsilon_y(y, z)$ - диэлектрические проницаемости среды для обыкновенной, а $\epsilon_z(y, z)$ - для необыкновенной волны, которые являются функциями координат y, z поперечного к направлению распространения волн сечения. Данный частный случай анизотропии соответствует распространению волны вдоль кристаллографической оси x одноосного кристалла с оптической осью z .

В работах [1-3] сообщается об упрощениях, сделанных при математических постановках этих задач, а также даются ссылки на предшествующие данному исследование статьи.

Рассмотрим перпендикулярное оси x сечение (рис. 1). Пусть прямоугольник $ABDC$ и внешняя по отношению к нему бесконечная область заполнены неоднородной двумерной анизотропной средой, характеризующейся соответственно тензорами диэлектрической проницаемости $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$ вида (1). С целью наиболее оптимальной постановки задачи получены уравнения поля и граничные условия для Z -среза кристалла в поперечных компонентах как электрического (E -формулировка), так и магнитного (H -формулировка) полей. В этих уравнениях, приведенных ниже, распределения $\epsilon_y(y, z)$ и $\epsilon_z(y, z)$ считаются заданными; искомыми являются постоянные распространения мод β и компоненты электромагнитного поля E_y, E_z, H_y, H_z .

Введена функция

$$\alpha^{(1)}(y, z) = [\epsilon_y^{(1)}(y, z) - \epsilon_z^{(1)}(y, z)]/\epsilon_y^{(1)}(y, z) \quad (i = 1, 2),$$

характеризующая наряду с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(y, z)$ анизотропию сред. Знак Δ - двумерный оператор Лапласа, $\Delta = \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

1. Математическая постановка спектральных задач для анизотропного диффузационного волновода

1.1. H -формулировка задачи.

Уравнения поля:

$$\Delta H_z^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_y^{(1)} - \beta^2) H_z^{(1)} = 0 \quad (i = 1, 2), \quad (2)$$

$$\Delta H_y^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_z^{(1)} - \beta^2) H_y^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_y^{(1)}}{\partial z^2} = -\alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_z^{(1)}}{\partial y \partial z}. \quad (3)$$

Границные условия

для $z = 0$ и $z = -b$:

$$H_z^{(1)} = H_z^{(2)}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_z^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial H_z^{(2)}}{\partial z}, \quad (5)$$

$$H_y^{(1)} = H_y^{(2)}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{\epsilon_y^{(1)}}{\epsilon_y^{(2)}} \frac{\partial H_z^{(2)}}{\partial z} + \frac{\epsilon_y^{(2)} - \epsilon_y^{(1)}}{\epsilon_y^{(2)}} \frac{\partial H_z^{(2)}}{\partial y}, \quad (7)$$

для $y = \pm a$:

$$H_z^{(1)} = H_z^{(2)}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial H_z^{(1)}}{\partial y} = \frac{\epsilon_y^{(1)}}{\epsilon_y^{(2)}} \frac{\partial H_z^{(2)}}{\partial y} + \frac{\epsilon_y^{(2)} - \epsilon_y^{(1)}}{\epsilon_y^{(2)}} \frac{\partial H_z^{(2)}}{\partial z}, \quad (9)$$

$$H_y^{(1)} = H_y^{(2)}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z}. \quad (11)$$

1.2. Е-формулировка задачи.

Уравнения поля:

$$\Delta E_z^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_z^{(1)} - \beta^2) E_z^{(1)} - \omega^{(1)} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial z^2} = 0 \quad (i = 1, 2); \quad (12)$$

$$\Delta E_y^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_y^{(1)} - \beta^2) E_y^{(1)} = \omega^{(1)} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial y \partial z}. \quad (13)$$

Границные условия

для $z = 0, z = -b$:

$$E_y^{(1)} = E_y^{(2)}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial z} + \frac{\epsilon_z^{(2)} - \epsilon_z^{(1)}}{\epsilon_z^{(1)}} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial y}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_z^{(1)} E_z^{(1)} = \varepsilon_z^{(2)} E_z^{(2)}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial E_z^{(1)}}{\partial z} = \frac{1 - \alpha^{(2)}}{1 - \alpha^{(1)}} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial z}; \quad (17)$$

$y = \pm a$:

$$E_z^{(1)} = E_z^{(2)}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial E_z^{(1)}}{\partial y} = \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial y} + \frac{\varepsilon_y^{(2)} - \varepsilon_y^{(1)}}{\varepsilon_y^{(1)}} \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial z}, \quad (19)$$

$$\varepsilon_y^{(1)} E_y^{(1)} = \varepsilon_y^{(2)} E_y^{(2)}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial y} = \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial y} + (\alpha^{(1)} - \alpha^{(2)}) \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial z}. \quad (21)$$

1.3. Упрощения в постановке векторных задач. Полученные выше задачи являются векторными. Проведем упрощения в постановке задач, дающие возможность их численного решения. Если границы прямоугольника ABCD (рис. 1) отодвинуты достаточно далеко от волноводной области и поле сосредоточено в области изменения показателя преломления (вдали от отсечки), то можно положить поле равным нулю на границах $y = \pm a$ и $z = -b$, а также ввести достаточно удаленную от волноводной области границу AEFB (рис. 1) в среде 2, на которой также задать поле равным нулю. При условии

$$H_y^{(1)} = H_y^{(2)} \Big|_{y=\pm a} = 0; \quad (22a)$$

$$E_y^{(1)} = E_y^{(2)} \Big|_{y=\pm a} = 0, \quad (22b)$$

каждая векторная задача для Z-среза в H-и E-формулировках расщепляется на две скалярные задачи. Действительно, тогда

$$\frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z} \Big|_{y=\pm a} = 0 \quad (23)$$

в уравнении (9) и можно решать скалярную задачу на нахождение компоненты H_z из уравнения (2) с граничными условиями (4), (5),

(8), (9) с учетом (23), а затем, определив β и H_z , подставить их в уравнение (3) для компоненты поля H_y и решить скалярную задачу с граничными условиями (6), (7), (22а).

Аналогично при условии

$$\left. \frac{\partial E}{\partial z} \right|_{y=\pm a} = 0 \quad (24)$$

происходит расщепление векторной задачи (12)-(21) в Е-формулировке для случая Z-среза на две скалярные задачи.

Скалярной задаче (2), (4), (5), (8), (9), (23) удовлетворяет решение

$$H_z^{(1)} = 0 \quad (i = 1, 2), \quad (25)$$

отвечающее семейству квази-ТМ-мод с направлением магнитного вектора, параллельным плоскости $Z = 0$. Тогда составляющая поля $H_y^{(1)}$ семейства квази-ТМ-мод определится из решения скалярной задачи.

Уравнение поля:

$$\Delta H_y^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_z^{(1)} - \beta^2) H_y^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_y^{(1)}}{\partial z^2} = 0 \quad (i = 1, 2).$$

Границные условия при $z = 0$:

$$H_y^{(1)} = H_y^{(2)}, \quad (26)$$

$$\frac{1}{\epsilon_y^{(1)}} \frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_y^{(2)}} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z};$$

на границе ACDB: $H_y^{(1)} = 0$,

на границе AEFB: $H_y^{(2)} = 0$.

Это однородная задача с однородными краевыми условиями – задача на собственные колебания. В Е-формулировке для определения этого семейства квази-ТМ-мод пришлось бы решать более сложную задачу, как будет показано ниже в разд. 1. 4.

Аналогично скалярной задаче (12), (16), (17), (18), (19), (24) в Е-формулировке удовлетворяет решение

$$E_z^{(1)} = 0 \quad (i = 1, 2), \quad (27)$$

отвечающее семейству квази-ТЕ-мод с ориентацией электрического вектора, параллельной плоскости $Z = 0$. Тогда составляющая поля $E_y^{(1)}$ семейства квази-ТЕ-мод определится из решения однородной скалярной

задачи.

Уравнение поля:

$$\Delta E_y^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_y^{(1)} - \beta^2) E_y^{(1)} = 0 \quad (i = 1, 2).$$

Границные условия при $z = 0$:

$$E_y^{(1)} = E_y^{(2)},$$

(28)

$$\frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial z};$$

на границе ACDB: $E_y^{(1)} = 0$,

на границе AEFB: $E_y^{(2)} = 0$.

В H -формулировке для нахождения семейства квази-TE-мод пришлось бы решать более сложную задачу.

1.4. Влияние анизотропии на семейства квази-TE-мод и квази-TM-мод. Рассмотрим задачу на определение семейства квази-TM-мод. В H -формулировке постановка дана выше уравнением поля (26) и соответствующими граничными условиями. Из решения задачи (26) определяется компонента волны H_y . Остальные компоненты E_x , E_y , E_z , H_x ($H_z = 0$) могут быть определены из выражений

$$E_x = \frac{1}{ik_0 \epsilon_x} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (29)$$

$$E_y = - \frac{1}{k_0 \beta \epsilon_y} \frac{\partial^2 H_y}{\partial y \partial z},$$

$$E_z = - \frac{\beta}{k_0 \epsilon_z} H_y + \frac{1}{k_0 \beta \epsilon_z} \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2},$$

$$H_x = \frac{1}{i\beta} \frac{\partial H_y}{\partial y}, \quad H_z = 0.$$

В E -формулировке нахождению семейства квази-TM-мод отвечает следующая задача, состоящая из двух задач:

$$1. \Delta E_z^{(1)} + (k_0^2 \epsilon_z^{(1)} - \beta^2) E_z^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial z^2} = 0; \quad (30)$$

на границе $z = 0$:

$$\varepsilon_z^{(1)} E_z^{(1)} = \varepsilon_z^{(2)} E_z^{(2)},$$

$$\frac{\varepsilon_z^{(1)}}{\varepsilon_y^{(1)}} \frac{\partial E_z^{(1)}}{\partial z} = \frac{\varepsilon_z^{(2)}}{\varepsilon_y^{(2)}} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial z};$$

$$2. \Delta E_y^{(1)} + (k_0^2 \varepsilon_z^{(1)} - \beta^2) E_y^{(1)} = \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial y \partial z};$$

на границе $z = 0$:

$$E_y^{(1)} = E_y^{(2)},$$

$$\frac{\partial E_y^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial E_y^{(2)}}{\partial z} + \frac{\varepsilon_z^{(2)} - \varepsilon_z^{(1)}}{\varepsilon_z^{(1)}} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial y}.$$

Покажем эквивалентность формулировок задач (26) и (30), когда средой 2 является воздух. Для этого подставим выражение для E_z из (29) в уравнение (30) для компоненты E_z . После несложных перегруппировок получим

$$\begin{aligned} & \frac{-\beta}{k_0 \varepsilon_z^{(1)}} \left[\Delta H_y^{(1)} + (k_0^2 \varepsilon_z^{(1)} - \beta^2) H_y^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_y^{(1)}}{\partial z^2} \right] + \\ & + \frac{1}{k_0 \beta \varepsilon_z^{(1)}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\Delta H_y^{(1)} + (k_0^2 \varepsilon_z^{(1)} - \beta^2) H_y^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_y^{(1)}}{\partial z^2} \right] = 0, \end{aligned}$$

отсюда

$$\Delta H_y^{(1)} + (k_0^2 \varepsilon_z^{(1)} - \beta^2) H_y^{(1)} - \alpha^{(1)} \frac{\partial^2 H_y^{(1)}}{\partial z^2} = 0. \quad (31)$$

Граничные условия для задачи (30) на компоненту E_z получаются точно из граничных условий задачи (26), если использовать выражение (29). Таким образом, семейство квази-ТМ-мод можно определить как на основе постановки (26), так и постановки (30). Однако ясно, что E -формулировка приводит к намного более сложному решению, так как задача (30) фактически содержит две задачи - на определение E_z и на определение E_y .

В дальнейшем определение семейства квази-ТМ-мод проведено на основе постановки (26).

Из рассмотрения постановок задачи для квази-ТМ-мод можно

заметить наличие некоторой внутренней структуры собственных волн. Данному β этого семейства отвечает как бы две волны:

1) волна с поперечными компонентами E_y, H_z (назовем ее основной), являющаяся решением однородных задач с однородными граничными условиями, т.е. решением задач на свободные колебания;

2) волна с малыми компонентами E_y, H_x, E_x , которая порождается основной поперечной волной. Действительно, для нахождения компоненты E_y по уравнениям (30) мы имеем формально задачу на вынужденные колебания, в которой в роли массовых и поверхностных источников выступают компоненты основной волны (соответственно

$$\varepsilon^{(1)} \frac{\partial^2 E_z^{(1)}}{\partial y \partial z} \text{ и } \left(\frac{\varepsilon_z^{(2)}}{\varepsilon_z^{(1)}} - 1 \right) \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial y} .$$

Следует отметить, что в случае изотропных сред также существуют две эти волны, однако вторичная волна будет порождаться основной только через действие поверхностных источников ($\alpha = 0$).

Каково влияние анизотропии сред на эти две волны? Из уравнений (26), (30) следует, что фактор изотропии входит в уравнения как для основной, так и для вторичной волны.

Аналогично тому, как это сделано выше для квази-ТМ-мод, можно показать, что проще находить семейство квази-TE-мод в постановке (28), т.е. в E -формулировке, так как H -формулировка приводит к решению двух задач.

Для случая квази-TE-мод также можно выделить две волны, отвечающие данному β : 1) волну с компонентами E_y, H_z (назовем ее основной), являющуюся решением однородных задач с однородными граничными условиями, 2) волну, порождающую этой основной поперечной волной (назовем ее вторичной), с малыми компонентами H_y, H_x, E_x .

В отличие от волн семейства квази-ТМ-мод основная волна квази-TE-мод не зависит от анизотропии сред; вторичная же волна зависит от анизотропии через действие массовых источников, в роли которых выступает основная волна и оператор уравнения: в поверхностные источники фактор анизотропии не входит.

Поскольку компоненты вторичной волны малы, то анизотропия сред более существенна для квази-ТМ-волны и ею, видимо, можно пренебречь в случае квази-TE-волны.

1.5. Характеристика скалярных задач и метод их решения.
Обратимся к задачам (26) и (28). Это две однородные краевые задачи на нахождение совокупности собственных значений, в роли которых

выступает β^2 , при которых существуют нетривиальные решения (собственные функции), также подлежащие определению. В задаче (26) уравнение поля отлично от уравнения Гельмгольца на член, содержащий функцию анизотропии $\alpha(y, z)$; на границе разрыва сред 1 и 2 функция H_y непрерывна, а ее нормальная производная терпит разрыв. Задача (28) на нахождение семейства квази-ТЭ-мод имеет оператор уравнения Гельмгольца и условия непрерывности функции и ее нормальной производной на границе сред 1 и 2. Остальные компоненты электромагнитного поля гибридных волн выражаются через найденные компоненты поля.

Задачи (26) и (28) решены методом сеток на ЭВМ. Общая схема постановки, использованная для составления однородной разностной схемы, шаблон сетки, разностная задача, численный метод ее решения и описание разработанных автором программ даны в работе [1].

2. Изотропная модель: сопоставление результатов данных задач с имеющимися в литературе

В данной работе на примерах двух различных профилей показателя преломления проведено сопоставление полученных здесь результатов с расчетами, имеющимися в литературе для изотропного случая.

Дисперсионные кривые 1 (рис. 2) соответствуют основной квази-ТЭ-моде ступенчато-параболического профиля показателя преломления I:

$$n_2(y, z) = n_3 + \frac{n_{2m} - n_3}{b^2} (b^2 - z^2); \quad n_3 = 1,44, \quad n_{2m} = 1,50, \quad n_1 = 1,0.$$

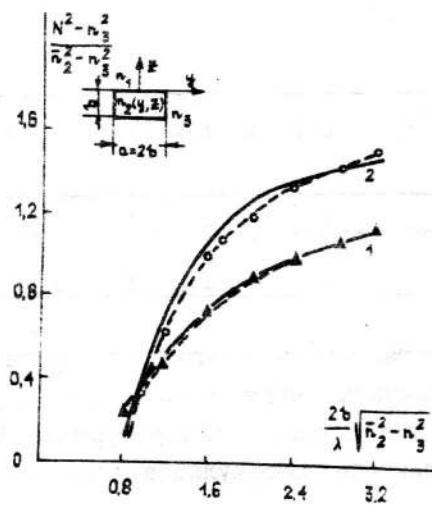


Рис. 2

Сплошная линия взята из работы [4] и соответствует различным методам решения, пунктирная линия и треугольники построены по результатам, полученным здесь. Кривые 2 (рис. 2) являются дисперсионными зависимостями как квази-ТЕ-, так и квази-TM-(1, 1)-моды (цифры соответствуют числу экстремумов соответственно в y- и z-направлениях) для градиентного по обеим координатам профиля показателя преломления II):

$$n_2(y, z) = n_3 + \frac{n_{2m} - n_3}{L^2}(L^2 - y^2 - z^2),$$

$$n_3 = 1, 44, \quad n_{2m} = 1, 50, \quad n_1 = 1, 0,$$

$$L^2 = b^2 + y^2, \quad z \geq y,$$

$$L^2 = a^2/4 + z^2, \quad z < y.$$

Сплошная кривая 2 соответствует полученной в работе [5] методом конечных элементов, пунктирная линия с кружками построена на основании решения задач здесь. Как видно из графиков, результаты расчета для модельных задач, проведенные здесь, хорошо согласуются с литературными данными. В табл. 1 приведено число N_0 , полученных здесь четных волноводных мод для данных профилей I и II показателя преломления в зависимости от нормированной частоты:

$$(2b/\lambda)\sqrt{\bar{n}_2^2 - n_3^2}, \quad \bar{n}_2 = 1, 48 \text{ (I)}, \quad \bar{n}_2 = 1, 47 \text{ (II)}.$$

Таблица 1

N_0	$\frac{2b}{\lambda}\sqrt{\bar{n}_2^2 - n_3^2}$	0, 8	1	1, 2	1, 6	1, 73	2	2, 4	2, 8	3, 2
I квази-TE		1		2	2		3	5	7	9
II квази-TE или квази-TM	0	1	1	1	2	3	3	6	7	

Таким образом, действительно изотропный случай является частным случаем сформулированных выше задач, и хорошее соответствие результатов, полученных здесь, с литературными источниками косвенно подтверждает правильность сформулированных выше дифференциальных задач.

3. Численные эксперименты для анизотропного диффузионного волновода Z-среза

В данной работе проведен расчет анизотропного диффузионного волновода Z-среза, диэлектрическая проницаемость которого описана следующим образом:

$$\begin{aligned}\varepsilon_z(y, z) &= \varepsilon_{\text{BE}} + 2A_0CF(z)G(y)\sqrt{\varepsilon_{\text{BE}}}, \\ \varepsilon_y(y, z) &= \varepsilon_{\text{BO}} + 2A_0CF(z)G(y)\sqrt{\varepsilon_{\text{BO}}}, \\ F(z) &= \exp(-z^2/\bar{D}_z^2), \\ G(y) &= \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{W}{2\bar{D}_y} \left(1 + \frac{2y}{W} \right) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{W}{2\bar{D}_y} \left(1 - \frac{2y}{W} \right) \right] \right\}, \\ C &= \rho h / \sqrt{\pi} \bar{D}_z, \quad \bar{D}_z = 2\sqrt{D_z t}, \quad \bar{D}_y = 2\sqrt{D_y t}.\end{aligned}\quad (32)$$

Здесь ε_{BO} и ε_{BE} - объемные значения диэлектрической проницаемости среды 1 для обыкновенной и необыкновенной волны; A_0 и A_E - коэффициенты, связывающие изменения показателя преломления с концентрацией титана соответственно для обыкновенной и необыкновенной волн; ρ , h и W - соответственно удельный вес, толщина и ширина полоски титана, нанесенной на поверхность кристалла LiNbO_3 ; D_y и D_z - коэффициенты диффузии J_i в LiNbO_3 для y - и z -направления соответственно; t - время диффузии.

Зависимость (32) отвечает условиям диффузии из мгновенного источника, когда время существования источника диффузанта много меньше общего времени диффузии. В конкретном расчете анизотропного волновода, среда 1 которого описана формулами (32), а среда 2 является воздухом, использованы следующие величины: $\varepsilon_{\text{BO}} = 5,216656$, $\varepsilon_{\text{BE}} = 4,857616$, $A_0 = 0,1 \text{ см}^3/\text{Г}$, $A_E = 0,2 \text{ см}^3/\text{Г}$, $D_y = D_z = 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$, $h = 40 \text{ нм}$, $W = 5 \text{ мкм}$, $t = 36000 \text{ с}$, $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$. Значения для величин A_0 и A_E взяты из работы [6].

Данный волновод направляет четыре волноводные моды. В табл. 2 приведены значения эффективного показателя преломления $N = \beta/k_0$ для

направляемых мод этого волновода.

Таблица 2

Моды	(1, 1) квази-TE	(1, 1) квази-TM	(2, 1) квази-TM	(3, 1) квази-TM
N	2, 28427	2, 20538	2, 20433	2, 20411

На рис. 3 приведены распределения по координатам компоненты электрического поля E_y фундаментальной (1, 1) квази-TE-моды данного

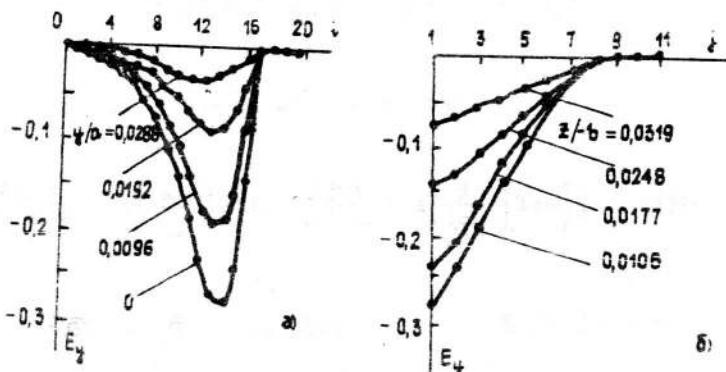


Рис. 3.

анизотропного диффузионного волновода. По оси абсцисс отложены номера горизонтальных i (рис. 3а) и вертикальных j (рис. 3б) линий сетки. Шаги сетки внутри волноводной области ($i = 2, \dots, 17$; $j = 1, \dots, 9$) отличаются на два порядка от шагов сетки вне ее. Численные эксперименты по измельчению шага внутри волновода вдвое и по установлению влияния внешних границ показывают, что изменения в величине β^2 затрагивают только пятую значащую цифру.

ЛИТЕРАТУРА

- Белейчева Т. Г. Препринт № 5 ИФП СО АН СССР. Новосибирск, 1984.
- Белейчева Т. Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 12. С. 1492.
- Белейчева Т. Г. //Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 7. С. 1413.
- Pichot C. //Opt. Comms. 1982. V. 41. N 3. P. 169.
- Yeh C., Ha K., Dong S. B., Brown W. P. //Appl. Opt. 1979. V. 18. N 10. P. 1490.

6. Зилинг К. К., Покровский Л. Д. и др. //Автометрия.
1978. N 1. С. 103.

Поступила в редакцию
3 июня 1991 г.,
после доработки и сокращения
2 ноября 1992 г.

TWO-DIMENSION PROBLEMS ON DETERMINATION OF MODE SPECTRA
IN ANISOTROPIC DIFFUSED WAVEGUIDES

T. G. Beleicheva

Spectral problems on determination of mode propagation constants and electromagnetic fields are mathematically set and solved by numerical methods for two-dimensional optical waveguide with diagonal tensor of permittivity. Computations for some index profiles in an isotropic case show good agreement between results received and solutions of other authors. A concrete calculation is given for an anisotropic diffused waveguide. Some physical aspects of equations received are discussed.