УДК 535.24

И. У. ПРИМАК, канд. физ.-мат. наук, доц. А. В. ХОМЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, доц. Белорусско-Российский университет (Могилев, Беларусь)

О ВОССТАНОВЛЕНИИ ПОСТОЯННЫХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ МОД В УСЛОВИЯХ БЛИЗКИХ К КРИТИЧЕСКИМ

Аннотация

Получено решение обратной задачи о восстановлении постоянной распространения волноводной моды в условиях близких к критическим. Продемонстрирована его высокая эффективность.

Ключевые слова: призменное устройство связи, постоянная распространения волноводной моды, критические условия

К настоящему времени достаточно подробно проанализированы эффективность подтверждена высокая восстановления возможности И постоянных распространения волноводных мод на основе обработки углового распределения интенсивности отраженного светового пучка от призменного результаты исследований устройства связи [1-2]. Β тоже время чувствительности волноводных датчиков с толщиной волноводов, близкой к критическим [3] продемонстрировали, что предлагаемое в [1-2] описание может быть недостаточно эффективным [3]. В этой связи, данная работа посвящена решению обратной восстановления комплексной задачи постоянной распространения h = h' + ih'' волноводной моды на основе аналитического описания возбуждения моды в окрестности критических условий.

Как и в [1-2], рассматривалось призменное устройство связи, для которого предполагалось, что призма, металлический буферный слой толщиной g, волновод толщиной d и исследуемая среда имеют комплексные диэлектрические проницаемости соответственно $\varepsilon_p = \varepsilon'_p$, $\varepsilon_g = \varepsilon'_g + i\varepsilon''_g$, $\varepsilon_w = \varepsilon'_w + i\varepsilon''_w$ и $\varepsilon_c = \varepsilon'_c + i\varepsilon''_c$.

Для расчета энергетического коэффициента отражения пучка от призменного устройства связи [2]

$$R = A(\gamma) \left| \hat{r} \right|^2,\tag{1}$$

где A-коэффициент учитывающий отражение света от боковых граней призмы, γ -угол между осью пучка и нормалью к боковой грани призмы рассматривалось приближение для плосковолнового коэффициента отражения \hat{r} , применимое как вблизи, так и вдали от критических условий. Оно дается выражением [3]:

$$\hat{r} = (1 - \delta)(1 + \delta)^{-1} - 4\delta\Delta \bar{v}_c [(1 - \delta^2)(\vartheta - \bar{v}_c)]^{-1}$$
(2)

$$\delta = \frac{v_g}{v_p} \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g}\right)^T, \ v_{p,g} = \sqrt{k_0^2(\varepsilon_{p,g} - \varepsilon_c) + v_{cw}^2}, \qquad \Delta \overline{v}_c = \frac{iv_p \delta(1 - \delta) \exp(-2iv_g g)}{v_{cw} \varepsilon_p^T (1 + \delta)I}, \\ v_{cw} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_w - h^2}, \ I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi^2(y)}{[\varepsilon(y)]^T} dy,$$

где 9 = 9' + i9'' поперечная компонента волнового вектора в исследуемой среде, $\overline{v}_c = \overline{v}'_c + i\overline{v}''_c$ поперечная постоянная распространения в исследуемой среде вытекающей моды волноведущей структуры нагруженной призмой, T = 0 для волн *TE* и T = 1 для волн *TM* поляризации, $k_0 = 2\pi / \lambda_0 (\lambda_0 - длина волны в вакууме), функция <math>\psi(y)$ с нормировкой $\psi(-g) = 1$ описывает поперечное распределение поля возбуждаемой моды, $\varepsilon(y)$ – поперечное распределение диэлектрической проницаемости рассматриваемой структуры.

Эффективность приближения (2) в условиях близких к критическим демонстрируют результаты расчета коэффициента отражения пучка от волноведущей структуры, используемой в сенсорных приложениях [3]:

$$\varepsilon_w = 2.7225 - i10^{-5},$$

 $\varepsilon_g = -18 - i0.47, g = 0.06$ MKM,
 $\varepsilon_c = 1, \varepsilon_p = 3.05515,$

представленные на рис.1.

Расчеты выполнены при значениях толщины волноводной пленки: $d_1 = 0,099$ мкм и $d_2 = 0,21$ мкм. При таких толщинах достигались условия близкие к критическим для одной из мод TE-поляризации (на рис.1 кривые 1, 2, 3) и одной из мод TM-поляризации (на рис.1 кривые 4, 5, 6) соответственно. При этом кривые 1, 4 построены с использованием точных рекуррентных соотношений [2], кривые 2, 5 – на основе приближенных формул (1) и (2), кривые 3, 6 – на основе приближенных выражений, не учитывающих критические условия [2]. В соответствии с рисунком можно утверждать, что представленные результаты приближенных расчетов наиболее близки к результатам точных расчетов в случае использования выражения (2). В этой ситуации модель, не учитывающая критических условий [2] хуже описывает возбуждение волноводных мод, особенно в случае мод TE-поляризации.

Для удобства решения обратной задачи для нахождения *h* введем параметры [3]:

$$p_1 = k_0^{-1}(\vartheta' - \overline{v}_c'), \quad p_4 = k_0^{-1}(\vartheta'' - \overline{v}_c''), \tag{3}$$

$$p_2 = p'_2 + i p''_2 = \frac{2\delta}{(1-\delta)^2} \Delta \overline{\nu}_c k_0^{-1}.$$
 (4)

Здесь $|p_2''p_2'^{-1}| \ll 1$, т.к. $|\operatorname{Re} I| \gg |\operatorname{Im} I|$ и $|\operatorname{Re} \varepsilon_g| \gg |\operatorname{Im} \varepsilon_g|$. Учитывая (2), (3), (4) получим



Рис.1. Зависимость коэффициента отражения пучка света $R(\alpha)$ от угла α между осью пучка и основанием призмы

Это позволило получать численное решение обратной задачи на основе выражения (5) и метода наименьших квадратов, в котором минимизируется сумма $J = \sum_{j=1}^{m} \left[R_j - Q(\gamma_j) \right]^2$, где

$$Q(\gamma_{j}) = A(\gamma) \frac{(X_{3} - \vartheta' + 2X_{1})^{2} + (\vartheta'' - \xi_{4} - 2X_{2})^{2}}{(X_{3} - \vartheta')^{2} + (\vartheta'' - X_{4})^{2}}, \qquad (6)$$
$$X_{1} = p_{2}', \quad X_{2} = p_{2}'', \quad X_{3} = \overline{v}_{c}', \quad X_{4} = \overline{v}_{c}''.$$

Здесь

$$\vartheta = \vartheta' + i\vartheta'' = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_c - \beta^2}, \ \beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_p} \cos \alpha, \ \alpha = \frac{\pi}{2} - \theta + \arcsin\left(\sin \gamma \sqrt{\varepsilon_a \varepsilon_p^{-1}}\right),$$

где θ -угол призмы, ε_a -диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

После минимизации величины J, рассматриваемой как функция четырех независимых переменных X_1, X_2, X_3, X_4 , можем рассчитать искомую постоянную распространения моды

$$h = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_c - v_{cw}^2}, \ v_{cw} = X_3 + iX_4 - \frac{2\delta}{1 - \delta^2} (X_1 + iX_2).$$
(7)

Об эффективности предлагаемого подхода позволяют судить представленные ниже результаты вычислительных экспериментов, полученные для описанной выше волноведущей структуры для толщин d_1 и d_2 . В качестве R_j использовались точно рассчитанные $R_j = A(\gamma) |\hat{r}|^2$ на основе рекуррентных соотношений [1] (на рис.1 кривые 1 и 4 соответственно). Восстановление

соотношений [1] (на рис.1 кривые 1 и 4 соответственно). Восстановление проводилось в два этапа. Вначале восстановление проводилось по схеме, описанной в [2]. Полученное решение использовалось для задания нулевого приближения для параметров X_1, X_2, X_3, X_4 , которые затем уточнялись путем минимизации J градиентным методом. Результаты восстановления для моды TE поляризации (в случае $d = d_1$) и моды TM поляризации (в случае $d = d_2$) приведены в табл. 1, где представлены точно рассчитанные значения h/k_0 , восстановленные h/k_0 по схеме описанной в [2], и найденные значения h/k_0 в соответствие с описанной в данной работе схемой.

Табл. 1. Результаты восстановления комплексных постоянных распространения волноводных мод в условиях близких к критическим

1-	h/k_0	h/k_0	h/k_0 восстановленное
ыц	(точное)	восстановленное	по предлагаемой
[ол заг		согласно [2]	схеме
TE	$1.000107 - i6.717 \cdot 10^{-5}$	$1.000119 - i8.449 \cdot 10^{-5}$	$1.000106 - i6.712 \cdot 10^{-5}$
TM	$1.000414 - i7.567 \cdot 10^{-5}$	$1.000387 - i8.121 \cdot 10^{-5}$	$1.000414 - i7.573 \cdot 10^{-5}$

Анализ результатов вычислительных экспериментов демонстрируют, что точность полученного решения обратной задачи восстановления h/k_0 в окрестности критических условий выше предлагаемого в [1].

Предлагаемый подход также оказался достаточно эффективным и в случае возбуждения волноводных мод в условиях удаленных от критических. Это демонстрируют результаты аналогичных вычислительных экспериментов для волноведущей структуры, имеющей параметры:

$$\varepsilon_w = 2.295225 - 3.03 \cdot 10^{-5}, d = 3.164$$
 MKM,

$$\varepsilon_g = 1, \ g = 0.177$$
 мкм,
 $\varepsilon_c = 2.25 - i3.03 \cdot 10^{-5}, \ \varepsilon_p = 3.055154,$

представленные в табл. 2.

Табл. 2. Результаты восстановления комплексных постоянных распространения волноводных мод в условиях удаленных от критических

Поляри- зация	<i>h/k</i> 0 (точное)	<i>h/k</i> ₀ восстановленное согласно [2]	<i>h/k</i> ₀ восстановленное по предлагаемой схеме
TE	$1.512636 - i9.819 \cdot 10^{-6}$	$1.512636 - i9.819 \cdot 10^{-6}$	$1.512636 - i9.819 \cdot 10^{-6}$
TM	$1.509436 - i9.223 \cdot 10^{-6}$	$1.509436 - i9.223 \cdot 10^{-6}$	$1.509436 - i9.223 \cdot 10^{-6}$

Таким образом, проанализирована эффективность описания отражения света от призменного устройства связи в условиях близких к критическим при решении задач восстановления комплексных постоянных распространения мод волноведущих структур, которые могут использоваться в сенсорных приложениях. Продемонстрировано, что погрешность такого восстановления составляют менее 0,1 %, в то время как классический подход может приводить к погрешностям превышающим 25 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сотский, А.Б. Анализ распределения интенсивности отраженного пучка в схеме призменного возбуждения диэлектрических волноводов / А.Б. Сотский, А.А. Романенко, А.В. Хомченко, И.У. Примак // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44. № 6. – С. 687 – 695.

2. Романенко, А.А. Восстановление комплексных постоянных распространения мод и параметров волноводных пленок по коэффициентам отражения в схеме призменного возбуждения / А.А. Романенко, А.Б. Сотский, А.В. Хомченко // Оптика и акустика: сб. трудов / Институт физики НАН Беларуси им. Б.И. Степанова. – Минск, 1996. – С. 71 – 78.

3. Примак, И.У. Чувствительность интегрально-оптических датчиков призменного типа вблизи критических условий / И.У. Примак // ЖТФ. – 2004. – Т.74. № 10. С. 75-79.

Контакты:

primak_igor@mail.ru (Примак Игорь Ульянович) avkh@mogilev.by (Хомченко Александр Васильевич)