УДК 621.372.826 : 621.315.61

А. И. ГУДЗЕНКО, В. Е. СОТИН, А. А. ТИЩЕНКО
(Москва)

ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

Введение. В реальных устройствах интегральной оптики, выполненных на базе планарных несимметричных диэлектрических волноводов [1], неизбежно присутствие вспомогательных металлических элементов: соединительных проводников, крепежных деталей и т. п. Если такой элемент расположен вблизи несущего слоя на расстоянии, соизмеримом с длиной оптической волны, параметры планарного волновода и, в частности, набег фазы на его длине изменяются по сравнению с параметрами волновода при отсутствии вблизи него посторонних предметов. Поскольку многие устройства интегральной оптики (планарные модуляторы, дефлекторы, интерферометры) весьма чувствительны к изменению фазового набега по длине волновода, представляет интерес количественная оценка указанного изменения.

Настоящая работа имеет целью разработку простой методики расчета влияния металлических тел на изменение набега фазы по длине волновода и количественной оценки фазовых характеристик волновода вблизи металлических тел с практически интересной конфигурацией.

Для простоты и наглядности рассматривается двумерный случай одномодового режима волн типа ТЕ в плоском трехслойном волноводе без потерь с зависимостью полей от времени вида $\exp(j\omega t)$.

Дисперсионное уравнение и его решение. Вначале рассмотрим планарный диэлектрический волновод (рис. 1), состоящий из окруженного диэлектриками *1* и *3* несущего слоя *2*, вблизи которого на расстоянии h расположена металлическая плоскость. В направлениях y, z, а также в направлении x при $x>h+d$ и $x<0$ система бесконечна. Относительные диэлектрические проницаемости системы удовлетворяют $\varepsilon_2>\varepsilon_1$, ε_3, а относительные магнитные проницаемости слоев — $\mu_1=\mu_2=\mu_3=1$.

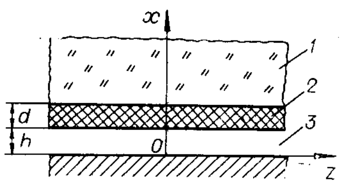

Рис. 1.

Для такой системы комплексные амплитуды напряженностей электрического E и магнитного H полей волн, распространяющихся слева направо относительно рис. 1, можно представить в виде

$$E_{1y}=E_1\exp[-k_{x1}(x-h-d)];$$
$$E_{2y}=E_2'\exp[-jk_{x2}(x-h)]+E_2''\exp[jk_{x2}(x-h)]; \quad (1)$$
$$E_{3y}=E_3\operatorname{sh}(k_{x3}x);$$

$$H_{1z}=\frac{k_{x1}}{j\omega\mu_0}E_1\exp[-k_{x1}(x-h-d)];$$
$$H_{2z}=\frac{k_{x2}}{\omega\mu_0}\{E_2'\exp[-jk_{x2}(x-h)]-E_2''\exp[jk_{x2}(x-h)]\}; \quad (2)$$
$$H_{3z}=-\frac{k_{x3}}{j\omega\mu_0}E_3\operatorname{ch}(k_{x3}x),$$

где μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства;

$$k_{x1}=(k_z^2-k_1^2)^{1/2},\ k_{x2}=(k_2^2-k_z^2)^{1/2},\ k_{x3}=(k_z^2-k_3^2)^{1/2} -$$

поперечные волновые числа в средах 1, 2, 3 соответственно; k_1, k_2, k_3 — волновые числа в тех же средах (свободных); $k_z=\gamma k_0$ — продольное волновое число; γ — коэффициент замедления; k_0 — волновое число для свободного пространства.

Проделав с выражением (1) и (2) операции, аналогичные приведенным в [2], получим для рассматриваемой системы следующее дисперсионное уравнение:

$$\operatorname{tg} k_{x2}d = k_{x2}\,\frac{k_{x1}\,\operatorname{th} k_{x3}h + k_{x3}}{k_{x2}^2\,\operatorname{th} k_{x3}h - k_{x1}k_{x3}}. \tag{3}$$

Анализ (3) можно провести по аналогии с [2]. Однако этот путь приводит к громоздким конечным выражениям. Более удобный прием заключается в выделении в (3) двух частей, одна из которых описывает хорошо изученное дисперсионное уравнение планарного волновода без посторонних предметов вблизи него, а вторая учитывает влияние металлической плоскости, расположенной на конечном от несущего слоя волновода расстоянии.

Воспользуемся этим приемом и рассмотрим два случая:

а) $k_{x3}h\gg 1$.

Разделим числитель и знаменатель выражения (3) на $k_{x2}^2\,\operatorname{th} k_{x3}h$ и представим полученное дисперсионное уравнение в виде

$$k_{x2}d=\operatorname{arctg}(k_{x1}/k_{x2})+\operatorname{arctg}(k_{x3}/(k_{x2}\operatorname{th}k_{x3}h)). \tag{3$'$}$$

Второе слагаемое в (3′) с учетом выражения

$$\operatorname{th} k_{x3}h\simeq 1-\Delta,$$

где

$$\Delta=2\exp(-2k_{x3}h)-2\exp(-4k_{x3}h)-\ldots,$$

разложим в ряд Тейлора:

$$\operatorname{arctg}\left(\frac{k_{x3}}{k_{x2}\operatorname{th}k_{x3}h}\right)\simeq \operatorname{arctg}\frac{k_{x3}}{k_{x2}}+\Delta\frac{k_{x3}}{k_{x2}}\frac{1}{1+\left(\frac{k_{x3}}{k_{x2}}\right)^2}-$$

$$-\Delta^2\frac{1}{\left[1+\left(\frac{k_{x3}}{k_{x2}}\right)^2\right]^2}\left(\frac{k_{x3}}{k_{x2}}\right)^2+\ldots. \tag{4}$$

Используя (4), можно переписать (3′) в следующем виде:

$$k_{x2}d-\operatorname{arctg}(k_{x1}/k_{x2})-\operatorname{arctg}(k_{x3}/k_{x2})=A(\Delta,\gamma), \tag{5}$$

здесь $A(\Delta,\gamma)$ — правая часть (4) без первого слагаемого.

Отметим, что при $A(\Delta,\gamma)=0$ выражение (5) представляет собой дисперсионное уравнение несимметричного планарного волновода [2]

$$F(\gamma)_{\gamma=\gamma_0}=0, \tag{6}$$

где γ_0 — коэффициент замедления, соответствующий решению данного уравнения. Обозначив коэффициент замедления планарного волновода с металлической плоскостью, расположенной вблизи него, через

$$\gamma=\gamma_0+\delta\gamma,$$

где $\delta\gamma$ — добавка к γ_0, обусловленная расположенной вблизи волновода металлической плоскостью, с учетом членов 1-го порядка малости запишем (5) в виде

$$F(\gamma_0+\delta\gamma)=A(\Delta,\gamma_0). \tag{6$'$}$$

Представив левую часть (6′) рядом Тейлора в окрестности $\gamma=\gamma_0$, с учетом (6) получим

$$\delta\gamma F'(\gamma_0)+1/2(\delta\gamma)^2F''(\gamma_0)+\ldots=A(\Delta,\gamma_0). \tag{7}$$

Решая (7) в необходимом приближении, можно получить зависимость $\delta\gamma=\delta\gamma(h)$.

Учет членов только первого порядка малости приводит к выражению

$$\delta\gamma=\Delta\frac{\left[1+\left(\frac{k_{x3}}{k_{x2}}\right)^2\right]^{-1}}{F'(\gamma_0)}\frac{k_{x3}}{k_{x2}}. \tag{8}$$

б) $k_{x3}h\ll 1$.

Представим $\operatorname{th}k_{x3}h$ рядом Маклорена и перепишем (3) в виде

$$\operatorname{tg}k_{x2}d+k_{x2}/k_{x1}=-k_{x2}/k_{x1}[k_{x1}h+k_{x2}hk_{x2}/k_{x1}(1+k_{x1}h+k_{x2}hk_{x2}/k_{x1}+\ldots)]. \tag{9}$$

При $h=0$ (9) переходит в дисперсионное уравнение для нечетной направляемой поверхностной волны в симметричном планарном волноводе толщиной $2d$, находящемся в среде 1 [3]:

$$\Phi(\gamma)_{\gamma=\gamma_0}=0,$$

где γ_0 — коэффициент замедления, соответствующий решению данного уравнения.

Обозначив коэффициент замедления исследуемого волновода с металлической плоскостью вблизи него через $\gamma=\gamma_0+\delta\gamma$ и следуя методике, изложенной в п. а, можно получить $\delta\gamma$ с учетом членов первого порядка малости:

$$\delta\gamma=-\frac{k_{x2}h}{\Phi'(\gamma_0)}\frac{k_2^2-k_1^2}{k_0^2\gamma_0^2-k_1^2}. \tag{10}$$

Расчет фазовых характеристик. Исходным выражением для расчета фазовых характеристик регулярных волноводов является уравнение (3), определяющее зависимость фазового замедления волновода от расстояния волновода до металлической плоскости. Это уравнение остается справедливым и в случае монотонно меняющегося расстояния между металлом и волноводом, когда радиусы кривизны R металлической плоскости значительно превышают длину оптической волны.

В этом случае расчет фазовых характеристик волновода в зависимости от формы металлической поверхности сводится к вычислению интеграла

$$\delta\varphi=k_0\int_{z_1}^{z_2}\delta\gamma(h)\,dz, \tag{11}$$

где $\delta\gamma(h)$ — разность между замедлением волновода с металлом на расстоянии h от несущего слоя и замедлением волновода с $h\to\infty$, а z_1 и z_2 — границы металлического тела вдоль оси z.

Наиболее простыми случаями являются такие, при которых справедливы приближенные выражения (8) для больших h и (10) для малых h. В этих случаях интеграл (11) может быть вычислен в явном виде.

Приближенные формулы (8) и (10) получены при учете только первого члена разложения в ряд по степеням малого параметра. Погрешность вычислений по этим формулам всегда можно оценить или при учете следующего члена ряда, пропорционального второй степени

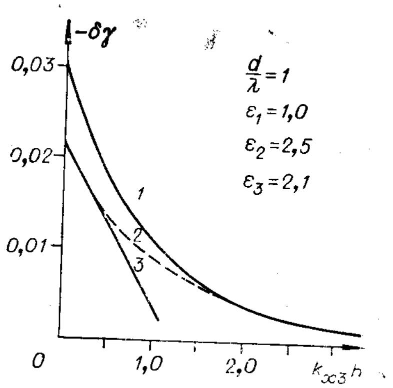

Рис. 2.

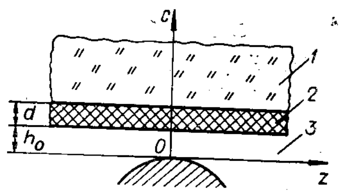

Рис. 3.

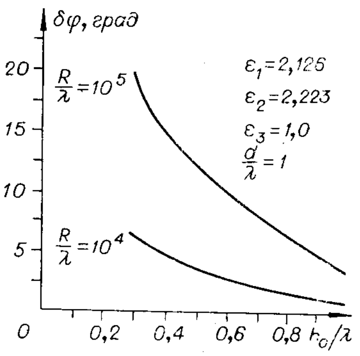

Рис. 4.

малого параметра, или сравнением значений $\delta\gamma$ по этим формулам с решениями точного дисперсионного уравнения (3).

На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости — $\delta\gamma(h)$, вычисленные из уравнения (3) (кривая *2*) и по приближенным формулам (8) и (10) (кривые *1* и *3* соответственно), для волновода со следующими параметрами: $\varepsilon_1=1,0$; $\varepsilon_2=2,5$; $\varepsilon_3=2,1$; $d/\lambda=1$. Из зависимостей, приведенных на этом рисунке, видно, что при $k_{x3}h>2$ и $k_{x3}h<0,4$ различие между значениями $\delta\gamma$, вычисленными из уравнения (3), и определяемыми приближенными выражениями (8) и (10) пренебрежимо мало. Это позволяет при вычислениях $\delta\varphi$ использовать простое приближенное выражение для $\delta\gamma(h)$ в широком диапазоне значений h/λ.

В приведенном примере волновода выражение (8) справедливо при $h/\lambda>0,3$.

Если металлическое тело имеет форму параболического цилиндра (рис. 3) с образующей

$$x=h_0+z^2/2R,$$

где $R=\mathrm{const}$ при $h_0>0,2\lambda$, когда справедливо выражение (8) для $\delta\gamma$, вычисление $\delta\varphi$ по (11) сводится с помощью [4] к интегралу вероятности и приводит к простой зависимости:

$$\delta\varphi = 2k_0k_{x3}\frac{k_{x2}}{\left(k_{x2}^2+k_{x3}^2\right)F'(\gamma_0)}\times$$

$$\times\exp\left(-2k_{x3}h_0\right)\sqrt{\frac{\pi R}{k_{x3}}}. \qquad (12)$$

Поскольку удаленные от несущего слоя участки металлических тел слабо влияют на величину $\delta\varphi$, выражение (12) можно использовать и при расчете влияния на $\delta\varphi$ кругового цилиндра радиуса R.

В качестве примера на рис. 4 представлены рассчитанные по формуле (12) графики изменения фазы оптической волны, распространяющейся в несимметричном планарном волноводе, под которым расположено металлическое тело в виде кругового цилиндра. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета влияния металлических тел на фазу оптической поверхности волны в случае их размещения вблизи несущего слоя на расстояниях, соизмеримых с длиной оптической волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Золотов Е. М., Киселев В. А., Сычугов В. А. Оптические явления в тонкопленочных волноводах.— «УФН», 1974, т. 112, № 2, с. 231.
2. Дерюгин Л. Н., Марчук А. Н., Сотин В. Е. Свойства плоских несимметричных диэлектрических волноводов на подложке из диэлектрика.— «Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника», 1967, т. X, № 2, с. 134.
3. Маркузе Д. Оптические волноводы. М., «Мир», 1974, с. 395—396.
4. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1964, с. 70.

Поступила в редакцию 9 ноября 1976 г.;
окончательный вариант — 4 апреля 1977 г.