

Г. АНДЛЕР, Б. ГВБРЕЗГИАБИХЕР, И. В. ЧЕРЕМИСКИН

(Москва)

РАССЕЯНИЕ В ТОНКОПЛЕНОЧНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С СИНУСОИДАЛЬНЫМИ ГОФРАМИ

Задача рассеяния падающей волноводной моды в диэлектрическом волноводе с синусоидальными гофрами на границах раздела решалась рядом авторов [1—4]. В настоящей работе решение получено по методике, изложенной в [5], с тем, чтобы выявить зависимость параметров рассеяния от амплитуды синусоидального гофра на границе раздела пленка — верхняя обрамляющая среда при постоянном гофре на границе пленка — подложка. Такая зависимость позволяет по измерениям интенсивности рассеянного излучения падающей волноводной моды судить о характере неровностей верхней границы пленки при известной поверхности подложки. С другой стороны, знание технологии нанесения пленки, обеспечивающей известную форму верхней границы раздела, например плоскую или повторяющую форму поверхности подложки, дает возможность исследовать характер неровностей поверхности подложки по картине рассеяния в волноводе [5, 6].

Решение волнового уравнения для тонкопленочного волновода с двумя гофрами, при условии малости амплитуд верхнего A_{12} и нижнего A_{23} гофров (рис. 1) по сравнению с толщиной пленки h_0 , приводит к следующему выражению для коэффициента затухания волноводной моды, падающей перпендикулярно к полосам гофрированного участка:

$$\alpha = \varepsilon_{12}(\gamma_0) A_{12}^2 + 2\varepsilon_{13}(\gamma_0) A_{12}A_{23} + \varepsilon_{23}(\gamma_0) A_{23}^2, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{12}(\gamma_0)$, $\varepsilon_{13}(\gamma_0)$, $\varepsilon_{23}(\gamma_0)$ — функции замедления γ_0 , периода гофра Λ и длины волны падающего излучения λ . Аналогичная (1) формула была получена в [4] другим методом, в котором в каждой среде поле представлялось в виде суперпозиции всех порядков дифракции.

Численные расчеты были выполнены на ЭВМ. Некоторые зависимости приведены на рис. 2—5. На рис. 2—4 показаны результаты вычислений коэффициента затухания за счет излучательных мод α на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм для падающих низших ТЕ- и ТМ-мод в тонкопленочном волноводе, образованном полистироловой пленкой ($n_2 = 1,590$), воздухом ($n_1 = 1,000$) и кварцем ($n_3 = 1,460$) в зависимости от толщины пленки h_0 для периодов гофров $\Lambda = 0,622$ и $1,330$ мкм при амплитудах гофров $A_{12} = 0$, $A_{23} = 20,0$ нм и $A_{12} = A_{23} = 20,0$ нм. На рис. 5 для тех же значений λ , Λ и $A_{23} = 20,0$ нм изображены коэффициенты затухания α при значениях $\gamma_0 = 1,470$ ($h_0 = 0,22$ мкм) и $\gamma_0 = 1,500$ ($h_0 = 0,32$ мкм) в зависимости от A_{12} .

Из приведенных графиков видно, что коэффициент затухания существенно меняется в зависимости от толщины волновода h_0 . Наибольшее затухание имеет место в области толщин, близких к точке перегиба на дисперсионных кривых [6]. С увеличением толщины волновода затухание уменьшается. Вид зависимостей коэффициентов затухания для низших ТЕ- и ТМ-мод в значительной степени подобен, однако величины затухания для ТМ-моды несколько меньше соответствующих величин для ТЕ-моды.

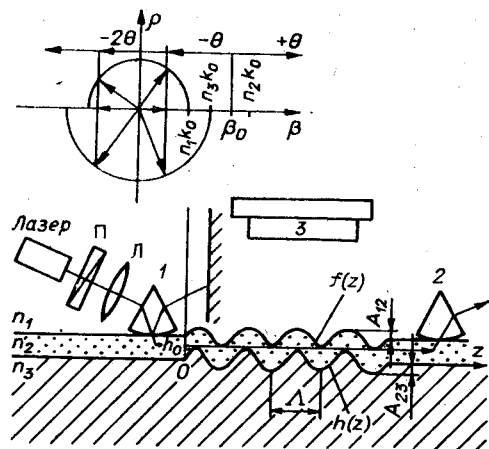


Рис. 1.

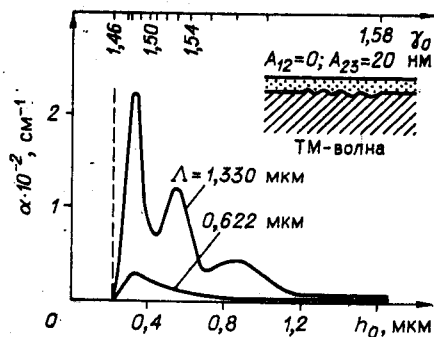


Рис. 2.

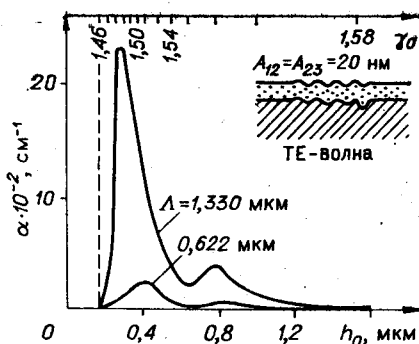


Рис. 3.

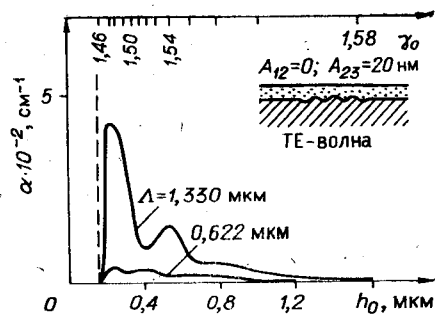


Рис. 4.

Измерения коэффициентов затухания в волноводе из тонкой полистироловой пленки на кварцевой подложке с известным синусоидальным гофром проводились на установке, схема которой показана на рис. 1. Излучение от лазера проходило через поляризатор П, фокусировалось линзой Л и через призму I вводилось в волновод перпендикулярно полоскам гофров. В волноводе возбуждалась низшая ТЕ-мода. Призма 2 служила для контрольных измерений затухания в пленке и уменьшения рассеянного излучения. Трек от падающей волноводной моды, получаемый за счет рассеяния на случайных нерегулярностях и неоднородностях волновода, фотографировался фотоаппаратом 3. Полученная фотография трека фотометрировалась, и определялось затухание в волноводе на участке с гофрами. Если период решетки Λ обеспечивает излучение в направлении, близком к нормальному, к поверхности волновода, то фотографирование трека может проводиться в том же направлении, что приведет к более интенсивному излучению и к большей точности измерений.

Измерения выполнялись на длине волны 0,6328 мкм с решетками $\Lambda = 0,622$ и 1,330 мкм. Сначала измерялось затухание в пленке непосредственно после вытягивания из раствора полистирола в толуоле. Затем волновод подвергался термической обработке при температуре 120°C в течение 30–40 мин, и снова определялся коэффициент затухания.

Отметим, что найденные экспериментально коэффициенты затухания $\alpha_{\text{эксп}}$ складываются из коэффициентов затухания, обусловленных объемными неоднородностями и неоднородностями границ раздела. Потери на объемных неоднородностях связаны в основном с материалом пленки. Они измерялись на толстом многомодовом волноводе по методике, рассмотренной в [7]. Коэффициент затухания, связанный с объемными потерями мощности, в сильной степени зависит от качества исходного материала полистирола, от тщательности приготовления раствора полистирола и технологии нанесения пленки. Значение коэффициента затухания, обусловленного шероховатостями границ раздела $\alpha_{\text{ш}}$, равно $\alpha_{\text{ш}} = \alpha_{\text{эксп}} - \alpha_{\text{об}}$. В настоящих измерениях оказалось, что $\alpha_{\text{об}} \approx 0,15 \text{ см}^{-1}$. По полученным значениям коэффициента затухания $\alpha_{\text{ш}}$ с помощью формулы (1) вычислялась амплитуда верхнего гофра A_{12} до и после термообработки. Полученные результаты представлены в таблице. Среднеарифметические ошибки измерений, указанные в таблице, обусловлены неоднородностями глубины гофра на подложке, неточностями в определении почернения фотопленки, изменениями толщины волновода на измеряемом участке и другими факторами. Наибольшая величина ошибки связана с неоднородностями имевшихся в распоряжении авторов решеток и не является принципиальной. Другие источники ошибок составляют примерно 0,1 нм (величина, приведенная в таблице в скобках). Таким образом, при необходимости точность результатов измерений может быть повышена. Однако уже на основании приведенных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы: верхняя граница раздела (пленка — воздух) даже для тонких ($\sim 0,2 \text{ мкм}$) полистироловых пленок без термообработки не повторяет точно поверхности подложки с неровностями размером (по z) $\sim 1,0 \text{ мкм}$ и глубиной $\sim 3,0 \text{ нм}$; после соответствующей термообработки тонкопленочного одномодового полистиролового волновода глубина неровностей границы пленки не превышает 10% от глубины неровностей подложки.

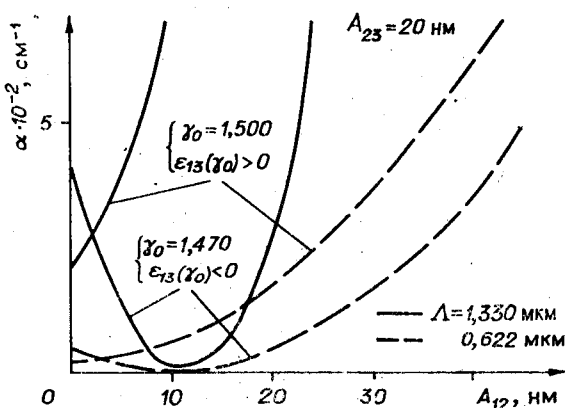


Рис. 5.

Период гофра Λ , мкм	Амплитуда гофра пленка-подложка A_{23} , нм	Термическая обработка	α ш, см ⁻¹	Замедление, %	Толщина волновода h_0 , мкм	Амплитуда гофра пленка-воздух A_{12} , нм
0,622	6,0	120°C, 30—40 мин	2,6	1,509	0,36	0,2±0,2 (0,1)
1,330	3,4	Без обработки	6,0	1,462	0,19	1,1±0,2 (0,1)
		120°C, 30—40 мин	3,9	1,462	0,19	0,3±0,2 (0,1)

- Киселев В. А. Резонансное преобразование и отражение поверхностных волн в тонкопленочном волноводе с синусоидально гофрированной поверхностью.— Квант. электроника, 1974, № 2.
- Wai-Hon Lee, Streifer W. Radiation Loss Calculations for Corrugated Dielectric Waveguides.— JOSA, 1978, vol. 28, N 12, p. 1701.
- Овчаренко О. И., Осовицкий А. Н., Сотин В. Е. Многослойный тонкопленочный волновод с периодически модулированными границами.— В кн.: Материалы I Всесоюз. конф. по радиооптике. Фрунзе: Фрунзенский политехн. институт, 1981.
- Андлер Г., Черемискин И. В. Потери на рассеяние в нерегулярном несимметричном диэлектрическом волноводе.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Радиоэлектроника, 1980, т. 23, № 9.
- Андлер Г., Черемискин И. В. Рассеяние в диэлектрическом волноводе со случайными искажениями стенок.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Радиоэлектроника, 1981, т. 24, № 9.
- Барновский М. Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977.

Поступило в редакцию 15 января 1982 г.

УДК 535.43 : 536.34

А. Я. ДЕМИДОВ, А. С. ЗАДОРИН, С. М. ШАНДАРОВ

(Томск)

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Пригодность использования того или иного кристалла в перестраиваемых акустооптических фильтрах, построенных на основе коллинеарной дифракции света на звуке, в основном определяется величинами угла γ между звуковым и световыми лучами и коэффициента акустооптического качества M_2 . Первый из этих параметров ограничивает максимальную длину акустооптического взаимодействия (АОВ) и таким образом влияет на величину разрешения фильтра, а от второго параметра зависит коэффициент прозрачности фильтра. В анизотропных средах M_2 и γ сложные функционалы направлений волновых нормалей и их расчет для срезов произвольной ориентации затрудняются значительным объемом вычислительной работы. Поэтому в большинстве случаев рассчитываются и исследуются акустооптические свойства лишь некоторых срезов, в основном соответствующих направлениям чистых кристаллографических осей. Так как максимумы коэффициента M_2 необязательно достигаются в этих направлениях, то для получения оптимальных значений прозрачности и разрешения фильтра необходимо заранее провести расчет M_2 , угла отклонения звуковой волны от ее волновой нормали и частоты коллинеарной дифракции f_h для всех возможных срезов выбранного кристалла. В данной работе приведены результаты такого расчета в приложении к ниобату лития.

Для вычисления коэффициента M_2 использовалось общее соотношение, полученное в [1]:

$$M_2 = (E_n \Delta \epsilon E_g)^2 / n_n n_g \cos^2 \beta_n \cos^2 \beta_g v^3. \quad (1)$$