

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]:

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

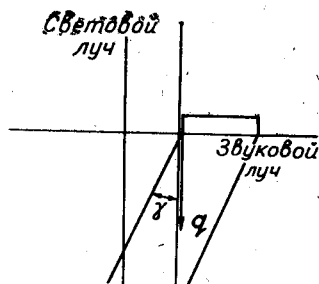


Рис. 1. Направления лучей коллинеарного АОВ при отклонении упругой волны от волновой нормали.

Здесь $E_n, E_g, n_n, n_g, \beta_n, \beta_g$ — векторы поляризации, показатели преломления и углы отклонения направлений групповых и фазовых скоростей падающей и дифрагированной световых волн соответственно; v — скорость упругой волны; ρ — плотность кристалла; $\Delta \epsilon$ — добавка к тензору диэлектрической проницаемости ϵ , вызываемая упругой волной. При определении компонент тензора $\Delta \epsilon$ учитывался вклад как упругооптического, так и пьезо- и электрооптических эффектов [2]:

$$\Delta \epsilon_{ij} = \epsilon_{im} \epsilon_{jn} [P_{mnhl}^E - (\eta_{mnp} q_p) (e_{rhl} q_r) / \epsilon_{st}^* q_s q_t] U_{hl}, \quad (2)$$

где ϵ_{st}^* — компонента тензора ϵ на частоте упругой волны; $P_{mnhl}^E, \eta_{mnp}, e_{rhl}, U_{hl}$ — компоненты тензоров фотоупругих констант, измеренных при постоянном поле E электрооптического, пьезоэлектрического и нормированного тензоров деформаций соответственно; q — единичный вектор, параллельный волновым нормальям взаимодействующих волн.

Поляризации упругой и световых волн находились из соответствующих волновых уравнений. Необходимые для расчетов величины компонент материальных тензоров взяты из [3, 4].

В общем случае коллинеарного АОВ направления звукового и световых лучей не параллельны. В кристаллах с выраженной анизотропией оптических и упругих свойств углы между этими лучами могут составлять десятки градусов. Указанное обстоятельство позволяет обеспечить коллинеарное АОВ с геометрией дифракции, близкой к обычной [5] (рис. 1).

Направление вектора q при расчете M_2 , угла γ и частоты f_k в кристаллофизической системе координат задавалось двумя углами Эйлера — α и φ , отсчитываемыми от направлений осей X и X' соответственно. Величины этих углов изменялись с шагом 10° от 0 до 170° и от 0 до 30° соответственно. Значения параметров M_2, f_k, γ для остальных направлений волновых векторов нетрудно определить, используя симметрию кристалла и принцип Неймана.

В результате расчета установлено, что максимум эффективности коллинеарной дифракции в LiNbO_3 на продольной звуковой волне ($M_2 = 2,144 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$) достигается при $\alpha = 0^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ (X -срез). Большая величина коэффициента M_2 получается при дифракции света на сдвиговой волне, распространяющейся в плоскости YOZ и поляризованной вдоль оси X кристалла (см. рис. 3). Именно в этом случае достигается абсолютный максимум коэффициента $M_2 = 16,5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$. На рис. 2, 3 приведены зависимости параметров M_2, γ и f_k ($\lambda_0 = 0,63 \text{ мкм}$) от угла φ в плоскостях, где коэффициенты M_2 для каждого типа звуковой волны достигают своего максимального значения.

В проведенных нами экспериментах измерялись величины частот f_k коллинеарного АОВ в LiNbO_3 на медленной сдвиговой волне для нескольких направлений вектора q . Упругая волна возбуждалась благодаря большой величине коэффициента электромеханической связи непосредственно с поверхности кристалла. Для этого на возбуждающую грань наносились два параллельных электрода, в зазоре между которыми возникало возбуждающее упругую волну электрическое поле. Ориентация вектора напряженности E поля совпадала с направлением вектора электрической индукции медленной сдвиговой упругой волны (параллельно оси X). Падающий световой луч фокусировался в зазор щели при помощи цилиндрической линзы. Результаты измерения частот f_k обозначены точками на рис. 3.

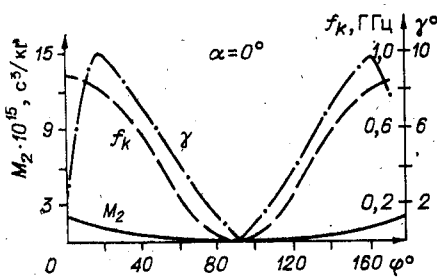


Рис. 2. Зависимости параметров M_2, γ, f_k коллинеарного АОВ на продольной упругой волне в LiNbO_3 от угла φ между направлениями волновых нормалей и осью X плоскости XOZ .

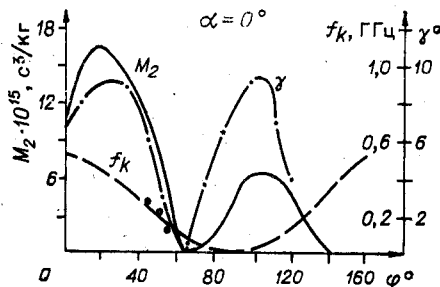


Рис. 3. Зависимость параметров M_2, γ и f_k коллинеарного АОВ на сдвиговой волне, поляризованной по оси X кристалла LiNbO_3 от угла φ между направлениями волновых нормалей и осью Y плоскости YOZ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шандаров С. М. Дифракция света на упругих волнах в оптически анизотропных кристаллах.— В кн.: Акустооптические устройства обработки сигналов. Л.: ЛЭТИ, 1977.
2. Пинноу Д. А. Упругооптические материалы.— В кн.: Справочник по лазерам. М.: Сов. радио, 1978, т. 2, с. 223.
3. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Киколина. М.: Атомиздат, 1976.
4. Smith R. T., Welsh F. S. Temperature Dependence of Elastic Piezoelectric and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 42, N 6.
5. Chang I. C. Noncollinear Acoustooptic Filter with Large Angular Aperture.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 27, N 7.

Поступило в редакцию 29 сентября 1981 г.

УДК 681.301

В. Н. КУРАШОВ, А. П. МАКАРОВСКИЙ, А. С. ОСТРОВСКИЙ
(Киев)

ФОРМИРОВАНИЕ ОПИСАНИЙ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО ОРТОГОНАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ

Одной из основных задач, возникающих при построении автоматической системы распознавания изображений, является выбор признаков, получаемых из исходных измерений и позволяющих оптимизировать процедуру кластеризации для заданной меры в пространстве признаков. Наиболее часто используемый метод построения такой системы признаков — проецирование заданного ансамбля изображений на некоторое n -мерное ортогональное евклидово пространство. Полученные таким образом проекции a_n рассматриваются как исходные признаки, представляющие анализируемое изображение. Среди всех возможных базисов наиболее эффективным при такой процедуре оказывается так называемый базис Карунена — Лозва [1, 2], построенный на собственных векторах корреляционной матрицы ансамбля изображений. Этот метод был успешно использован при анализе одномерных сигналов как в цифровом [3], так и в когерентно-оптическом [4] варианте. Однако в применении к двумерным изображениям построение базиса Карунена — Лозва затруднительно, так как при размерности изображения $N \times N$ приходится находить собственные векторы матрицы $N^2 \times N^2$ [5]. Ввиду этого в задачах такого типа более распространено использование разложений Фурье и Адамара, которые хотя и существенно менее эффективны, но обеспечивают необходимую простоту анализа. В связи с этим представляется естественной попытка построения такого ортогонального базиса, который, сохраняя простоту и универсальность традиционных спектральных методов, приближался бы по своей эффективности к оптимальному базису Карунена — Лозва. Возможное решение этой задачи основано на выборе подходящей аппроксимации корреляционной функции, которая, с одной стороны, допускает аналитическое решение соответствующего интегрального уравнения, что позволяет исключить громоздкое численное определение базисных векторов, а с другой — является представительной для большого класса анализируемых изображений.

В настоящей работе приведены результаты такого подхода к задаче машинной обработки ансамбля двумерных бинарных изображений. Наиболее простое предположение о структуре класса анализируемых изображений состоит в условии факторизации корреляционной функции [6]:

$$G(x, x'; y, y') = G_1(x, x')G_2(y, y'), \quad (1)$$

откуда следует факторизация собственных функций и собственных значений уравнения Карунена — Лозва. Однако и в этом случае строгое решение соответствующих одномерных уравнений

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_i(\xi, \xi') \varphi_n^{(i)}(\xi) \alpha \xi' = \lambda_n \varphi_n^{(i)}(\xi), \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

откуда следует факторизация собственных функций и собственных значений уравняющих систем с достаточно высоким разрешением было экспериментально установлено [7], что корреляционная функция изменяется достаточно плавно в области малых смещений и резко убывает на краях. Ввиду этого аппроксимируем $G_i(\xi, \xi')$ вы-

$$G_i(\xi, \xi') = G_0 \exp\{-(\xi - \xi')^2/2\sigma_{0i}^2\} \exp\{-(\xi^2 + \xi'^2)/4\sigma_i^2\}. \quad (3)$$