

ракции $S/F_2 = 6 \cdot 10^3$, а для $\eta = 80\%$ $S/F_2 = 100$.

Установленные зависимости параметров многочастотной дифракции позволяют для АОДМ на основе анизотропных сред выбрать оптимальные величины длины взаимодействия и частотного шага, а также определить допустимый уровень дифракционной эффективности.

Автор благодарит П. Е. Твердохлеба за предложение темы работы, А. П. Якимовича за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Синтез голограмм двоичной информации акустооптическими методами // *Автометрия*.— 1980.— № 2.
2. Turpin T. M. Spectrum analysis using optical processing // *Proc. of the IEEE*.— 1981.— V. 80, N 4.— P. 79—92.
3. Barabas M., Podmaniczky, Tokes S. On the light noise due to three-phonon scattering in multi-beam acoustooptical modulator used in a laser recorder // *Optica Acta*.— 1982.— V. 29, N 7.— P. 923—939.
4. Hecht D. L. Multi-frequency acoustooptic diffraction // *IEEE Trans. on Sonic and Ultrasonic*.— 1977.— V. SU-24, N 1.— P. 7—18.
5. Yano T., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A. TeO₂ anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy // *Appl. Phys. Lett.*— 1975.— V. 26, N 12.— P. 689—691.
6. Тищенко Ю. Н., Трубецкой А. В. Некоторые вопросы создания и исследования акустооптического дефлектора на монокристаллах TeO₂ // *Автометрия*.— 1979.— № 1.
7. *Физическая акустика. Принципы и методы*/Под ред. У. Мэсона и Р. Терстона: Пер. с англ.— М.: Мир, 1974, т. 7.
8. Никанорова Е. А., Парыгин В. Н. Акустооптическое взаимодействие в анизотропной среде // *Радиотехника и электроника*.— 1983.— Т. 28, № 10.
9. Якимович А. П. Оценка влияния вторичного рассеяния на дифракционную эффективность объемных голограмм диффузных объектов // *Квантовая электрон.*— 1983.— Т. 10, № 2.
10. Брыжина М. Ф., Есаян С. Х. Анизотропный акустооптический дефлектор на одноосных кристаллах с оптической активностью // *ЖТФ*.— 1977.— Т. 47, вып. 9.

Поступила в редакцию 20 июля 1985 г.

УДК 535.241.13 : 534

И. Б. БЕЛИКОВ, В. Б. ВОЛОШИНОВ, Е. А. НИКАНОРОВА, В. Н. ПАРЫГИН
(Москва)

УГЛОВАЯ АПЕРТУРА ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию перестраиваемого акустооптического фильтра на кристалле парателлурита. Перестраиваемые спектральные акустооптические фильтры являются перспективными оптическими устройствами, которые могут найти широкое применение в оптике, квантовой электронике и лазерной технике [1—5]. Работа фильтров основана на селективности брэгговской дифракции света на акустической волне в оптически анизотропных средах. На сегодняшний день акустооптические спектральные приборы отличаются хорошими рабочими параметрами: фильтры характеризуются коэффициентом пропускания T до ста процентов и имеют узкие полосы пропускания $\Delta\lambda$. Высокое спектральное разрешение в сочетании с возможностью быстрой электрической перестройки фильтра позволяет

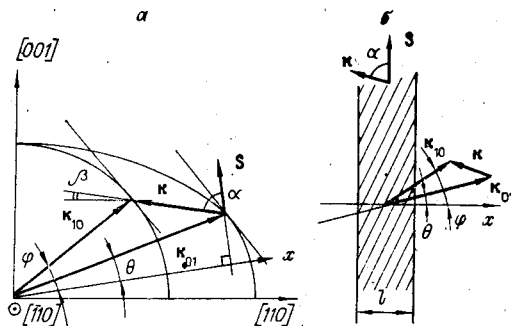


Рис. 1. Акустооптическое взаимодействие в кристалле парателлурита:

а — векторная диаграмма; б — геометрия взаимодействия пучков

использовать акустооптические приборы для управления частотой и шириной линии генерации квантовых генераторов на органических красителях [1—3]. Кроме того, акустооптические фильтры обладают высокими энергетическими характеристиками и обеспечивают фильтрацию световых пучков с угловыми апертурами в десятки градусов. Это делает перспективным использование фильтров в устройствах оптической обработки информации или системах фильтрации оптических изображений [1, 5].

В настоящей работе рассчитаны и измерены характеристики неколлинеарного широкоапертурного фильтра на кристалле TeO_2 . Для исследования выбран случай дифракции, при котором плоскостью взаимодействия света и звука является плоскость $(1\bar{1}0)$ кристалла. Волновой вектор сдвиговой волны ультразвука \mathbf{K} лежит в плоскости акустооптического взаимодействия и составляет с направлением $[110]$ угол $\beta = 10^\circ$. Для выбранного направления парателлурит характеризуется большой акустической анизотропией: угол α между волновым \mathbf{K} и лучевым \mathbf{S} векторами ультразвука достигает величины $\alpha = 53^\circ$. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия представлена на рис. 1, а, где \mathbf{k}_{01} и \mathbf{k}_{10} — волновые векторы падающего и дифрагированного света; ось x ортогональна лучевому вектору \mathbf{S} ; θ и φ — углы между осью x и волновыми векторами оптических пучков. В большинстве случаев реализуемая в экспериментах схема дифракции описывается моделью, в которой область акустооптического взаимодействия ограничена двумя параллельными плоскостями (рис. 1, б) [2]. Очевидно, что в акустически анизотропных средах область, занимаемая акустическим пучком, имеет сложный вид и отличается от представленной на рисунке. Однако, как показали проведенные экспериментальные исследования, используемая модель хорошо согласуется с экспериментом при правильном выборе эффективной длины области взаимодействия пучков l . В общем случае очевидно, что значение l может отличаться от реальных размеров пьезопреобразователя акустооптической ячейки.

При расчете эффективности дифракции при фильтрации света будем считать, что слева на область взаимодействия (см. рис. 1, а, б) падает плоская световая волна с волновым вектором \mathbf{k}_{01} , поляризованная как необыкновенная. Первый индекс у волновых векторов и амплитуд световых волн означает номер дифракционного максимума, второй — характеризует поляризацию и принимает значения 0 для обыкновенной волны и 1 для необыкновенной. В рассматриваемом случае реализуется режим дифракции Брэгга, поэтому в расчетах учитываются лишь максимумы 0-го и 1-го порядков дифракции. Также считается, что акустическая волна изменяет тензор диэлектрической проницаемости среды ϵ по синусоидальному закону. Амплитуды световых волн изменяются в направлении, перпендикулярном границам области [2], поэтому углы падения θ и дифракции φ удобно отсчитывать от оси x .

Нормированная интенсивность дифрагированной световой волны на выходе из области взаимодействия задается выражением [2, 6]

$$I = [q_{10}^2 / (\eta^2 + q_{10}q_{01})] \sin^2 (q_{10}q_{01}l^2/4 + \eta^2 l^2/4)^{1/2}, \quad (1)$$

где η — коэффициент синхронизма, определяемый проекциями волновых векторов света и звука на ось x :

$$\eta = k_{10x} - k_{01x} - K_x, \quad (2)$$

коэффициенты q определяются амплитудой акустической волны и фотоупругими свойствами среды:

$$\begin{aligned} q_{01} &\simeq (2\pi/\lambda)^2 \mathbf{E}_{01}^T \Delta \epsilon \mathbf{E}_{10} / (2k_{01} \cos \psi_{01} \cos \gamma_{01}); \\ q_{10} &\simeq (2\pi/\lambda)^2 \mathbf{E}_{10}^T \Delta \epsilon \mathbf{E}_{01} / (2k_{10} \cos \psi_{10} \cos \gamma_{10}). \end{aligned} \quad (3)$$

В соотношениях (3) \mathbf{E} и \mathbf{E}^T — единичные векторы поляризации среды, записанные в виде матриц соответственно с одним столбцом и одной строкой; ψ и γ — углы между лучевыми векторами и осью x , а также волновыми и лучевыми векторами; λ — длина волны света; $\Delta \epsilon$ — тензор изменения диэлектрической проницаемости среды [2, 6]. Из выражения для интенсивности дифракции (1) следует, что максимальная эффективность акустооптического взаимодействия достигается при условии Брэгговского синхронизма, т. е. при $\eta = 0$.

Если для света с длиной волны λ , падающего на область взаимодействия под углом $\theta = \theta_0$, выполняется условие Брэгга:

$$\mathbf{k}_{10}(\varphi_0) - \mathbf{k}_{01}(\theta_0) - \mathbf{K} = 0, \quad (4)$$

где φ_0 — угол дифракции при синхронизме, тогда изменение угла падения приводит к нарушению условия синхронизма и появлению неравной нулю расстройки:

$$\eta \mathbf{e}_x = \mathbf{k}_{10}(\varphi) - \mathbf{k}_{01}(\theta) - \mathbf{K}, \quad (5)$$

где \mathbf{e}_x — единичный вектор в направлении оси x . Вычитая (4) из (5), а также используя разложение волновых векторов в ряд Тейлора в окрестности точек $\theta = \theta_0$ и $\varphi = \varphi_0$ и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получаем

$$\begin{aligned} \eta \mathbf{e}_x &= [d\mathbf{k}_{10}(\varphi)/d\varphi] |_{\varphi_0} \Delta\varphi - [d\mathbf{k}_{01}(\theta)/d\theta] |_{\theta_0} \Delta\theta + \\ &+ [d^2\mathbf{k}_{10}(\varphi)/d\varphi^2] |_{\varphi_0} (\Delta\varphi)^2 - [d^2\mathbf{k}_{01}(\theta)/d\theta^2] |_{\theta_0} (\Delta\theta)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Умножая выражение (6) слева на единичный лучевой вектор падающего света \mathbf{s}_{01} , найдем, что второе слагаемое в правой части (6) обращается в нуль, так как лучевой вектор перпендикулярен поверхности волновых векторов. Отсюда следует важный для работы акустооптического фильтра вывод о том, что расстройка с точностью до квадратичных членов разложения равна нулю, когда касательная к поверхности волновых векторов дифрагированного света перпендикулярна лучевому вектору падающей волны. Касательные к поверхности волновых векторов падающего и дифрагированного света при этом оказываются параллельными (см. рис. 1, а). Таким образом, при соответствующем выборе частоты ультразвука и угла падения света на акустический пучок устройство становится слабочувствительным к углу падения оптического пучка на ультразвук. Это обеспечивает эффективную дифракцию световых пучков с широкими угловыми апертурами и позволяет создать акустооптический фильтр для фильтрации оптических изображений с высоким спектральным и временным разрешением [5].

Для определения угловой апертуры акустооптического фильтра на парателлурите рассчитывалась зависимость эффективности дифракции от угла падения оптического пучка на ультразвук. Эффективностью дифракции I определяется коэффициент пропускания фильтра $T = I$ 100%. При расчете $I(\theta)$ расстройка η (2) выражалась через параметры акустооптической ячейки. Из соотношения (5) следует:

$$\begin{aligned} \eta &= (2\pi n_0/\lambda) \{1 - [n(\theta) \sin \theta/n_0 + K\lambda \cos \alpha/2\pi n_0]^2\}^{1/2} - \\ &- 2\pi n(\theta) \cos \theta/\lambda + K \sin \alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Показатель преломления среды для падающего света меняется по закону

$$n(\theta) = n_o n_e [n_o^2 \sin^2(\alpha + \beta - \theta) + n_e^2 \cos^2(\alpha + \beta - \theta)]^{-1/2}, \quad (8)$$

где n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле.

Из условия фазового синхронизма $\eta = 0$ для фиксированной длины волны света $\lambda = 633$ нм была определена связь между углом Брэгга и акустической частотой фильтра f . При расчетах использовались значения показателей преломления TeO_2 $n_o = 2,26$ и $n_e = 2,41$, а также скорости ультразвука в направлении угла $\beta = 10^\circ$ к направлению $[110]$ $V = 7,25 \cdot 10^3$ м/с. Исследование показало, что график зависимости угла Брэгга $\theta(f)$ при $f = 118,2$ МГц, когда $\theta = \theta_0 = 39,4^\circ$, имеет вертикальную касательную. При небольших изменениях акустической частоты вблизи $f = 118,2$ МГц допускаются значительные изменения угла падения света, т. е. дифракция обеспечивается в широком угловом диапазоне. Точке с вертикальной касательной графика $\theta(f)$ соответствует векторное построение с параллельными касательными к поверхностям волновых векторов \mathbf{k}_{o1} и \mathbf{k}_{i0} (см. рис. 1, а).

Угловые зависимости интенсивности дифрагированного света рассчитывались по формуле (1) с использованием расстроек (7) и коэффициентов q (3). Расчет $I(\theta)$ проводился для $\lambda = 633$ нм и нескольких частот акустической волны. На рис. 2 показано изменение расстройки ηl от угла θ . На частоте ультразвука $f = 117,0$ МГц (кривая 1) $\eta l \neq 0$, поэтому эффективность дифракции никогда не достигает максимального значения. На частоте $f = 118,2$ МГц (кривая 2) расстройка $\eta = 0$ при $\theta = \theta_0 = 39,4^\circ$. Максимальное пропускание фильтра будет достигаться в точке синхронизма $\theta = \theta_0$. Если частота ультразвука повышается при двух значениях углов падения. При этих же углах падения следует ожидать максимального пропускания устройства. Коэффициенты q в отличие от η слабо зависят от угла падения света, если $35^\circ < \theta < 45^\circ$, поэтому при расчетах было принято $q_{i0}(\theta) \approx q_{o1}(\theta) \approx q(\theta_0)$.

В экспериментах исследовался макет широкоапертурного перестраиваемого фильтра на парателлурите с пьезоэлектрическим преобразователем из ниобата лития x -среза. Размер преобразователя в плоскости акустооптического взаимодействия составлял величину $L = 0,25$ см. В направлении $[110]$ ширина преобразователя равнялась $d = 0,3$ см. Эффективная длина области взаимодействия света и звука, определенная экспериментально, равнялась $0,13$ см при теоретическом значении $l = 0,15$ см. Акустические волны возбуждались в кристалле в диапазоне частот ультразвука $f = 110-190$ МГц, при этом фильтр перестраивался практически во всем видимом световом диапазоне. Полоса пропускания фильтра на длине волны света $\lambda = 633$ нм при работе с коллимированным светом составляла $\Delta\lambda = 13$ нм. Полоса $\Delta\lambda$ определялась в основном расходимостью акустического столба. На частоте ультразвука $f = 118,2$ МГц при $\theta_0 = 39,4^\circ$ максимальное пропускание $T = 90\%$ наблюдалось при электрической мощности $P = 2$ Вт.

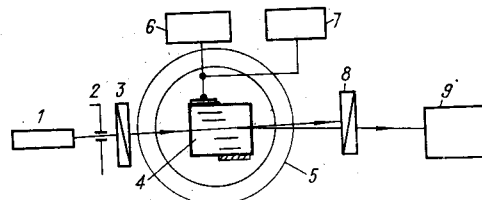
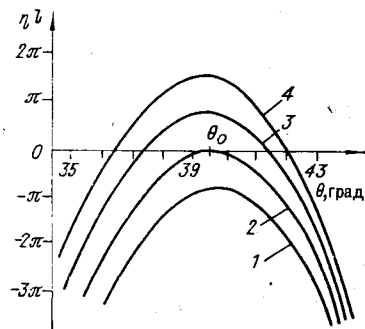


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Рис. 2. Семейство зависимостей расстройки от угла падения света (МГц):

1 — $f = 117,0$; 2 — $118,2$; 3 — $119,1$; 4 — $119,8$

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Луч света от оптического квантового генератора 1 проходил через диафрагму 2 и поляризатор 3 и падал на акустооптический фильтр 4, установленный на TeO_2 , устанавливался анализатор 5, скрещенный со входным поляризатором 3. Дифрагированный световой пучок регистрировался фотоэлектронным умножителем 9. Погрешность при определении угла падения света $\delta\theta$ не превышала $\delta\theta \leq \pm 0,2^\circ$, частота ультразвука фиксировалась с точностью 0,01%. Ошибка при измерении коэффициента пропускания не превышала 5%.

На рис. 4 показано рассчитанное и измеренное на нескольких частотах ультразвука семейство кривых зависимости эффективности дифракции от угла падения света на ультразвук $I(\theta)$. Расчет проводился для $l = 0,13$ см. Значения параметра ql выбирались равными $ql = \pi$, в этом случае интенсивность дифрагированного света максимальна $I = 1$. Следует отметить, что в реальном устройстве на фильтр падает не плоская световая волна, как предполагалось при выводе соотношения (1), а световое поле с широким угловым спектром $\Delta\theta$. Несмотря на это, угловая апертура акустооптического фильтра может быть достаточно точно определена, если известна зависимость $I(\theta)$: взаимодействие света и звука линейно по отношению к световой волне и каждая спектральная компонента света в пределах угловой апертуры $\Delta\theta$ меняется в соответствии с соотношением (1).

Вид кривых зависимостей $I(\theta)$ на рис. 4 объясняется зависимостью коэффициента синхронизма от угла падения света. Обнаруженные закономерности объясняет рис. 2. На частоте ультразвука $f = 117,0$ МГц расстройка $\eta l \neq 0$, поэтому интенсивность дифрагированного света всегда меньше максимально достижимого значения (кривые 1 на рис. 2 и 4). На частоте ультразвука $f = 118,2$ МГц $\eta l = 0$ при $\theta = \theta_0 = 39,4^\circ$, поэтому зависимость $I(\theta)$ (кривая 2) при $\theta = \theta_0$ всегда имеет максимум. Если частота ультразвука повышена до величины $f = 119,1$ МГц, то синхронизм и соответственно максимум пропускания наблюдаются при двух углах падения $\theta = 37,4^\circ$ и $\theta = 41,3^\circ$. Это иллюстрируется кривыми 3 на рис. 2 и 4. На частоте $f = 119,8$ МГц (кривые 4) большое значение расстройки в центре углового диапазона приводит к значительному ослаблению интенсивности дифракции при $\theta \approx \theta_0$. В то же время $\eta l = 0$ при $\theta = 36,5^\circ$ и $\theta = 42,0^\circ$, поэтому фильтр отличает вы-

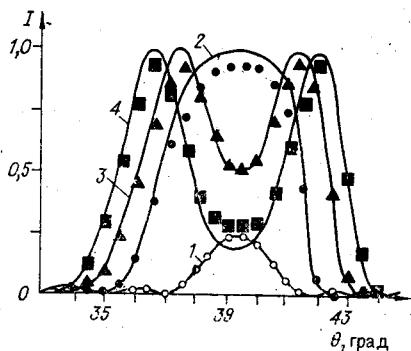


Рис. 4. Угловые зависимости интенсивности дифракции в плоскости акустооптического взаимодействия (обозначения кривых те же, что и для рис. 2)

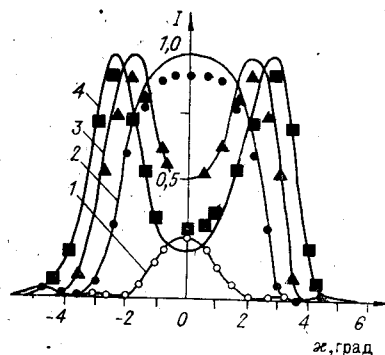


Рис. 5. Угловые зависимости дифрагированного света в плоскости, ортогональной плоскости акустооптического взаимодействия (обозначения кривых те же, что и для рис. 2)

сокий коэффициент пропускания на краях диапазона углов падения света на ультразвук.

С помощью экспериментальных данных на рис. 4 оценивается угловая апертура акустооптического фильтра на парателлурите. Диапазон углов в плоскости акустооптического взаимодействия $\Delta\theta$ определяется из условия ослабления коэффициента пропускания на 3 дБ по сравнению с максимальным значением. Из рис. 4 следует, что при $f = 118,2$ МГц угловая апертура фильтра равна $\Delta\theta = 4,9^\circ$ при теоретическом значении $\Delta\theta = 4,5^\circ$. Угловая апертура вне кристалла $\Delta\Omega$ равна $\Delta\theta = 6,1^\circ$. Внешняя угловая апертура фильтра в оптимальном случае равна $\Delta\Omega = 14,5^\circ$, спектральная полоса пропускания $\Delta\lambda = 27$ нм. Дальнейшее увеличение акустической частоты с целью расширения угловой апертуры фильтра на длине волны $\lambda = 633$ нм нецелесообразно из-за значительного ослабления коэффициента пропускания для световых лучей, падающих на фильтр под углами падения, близкими к θ_0 . При фильтрации света со сплошным спектром оптических частот в центре углового диапазона при этом будет выделяться свет с отличными от $\lambda = 633$ нм длинами волн.

Аналогично рассчитывались и измерялись угловые характеристики фильтра при расходимости светового луча в плоскости, ортогональной плоскости акустооптического взаимодействия, проходящей через волновой вектор падающего света k_{01} . Зависимости эффективности дифракции $I(\kappa)$ от угла падения оптического пучка в ортогональной плоскости для значения параметра $ql = \pi$, соответствующего управляющей электрической мощности $P = 2$ Вт, показаны на рис. 5. Максимальная угловая апертура фильтра в этом случае оказалась равной $\Delta\chi = 5,6^\circ$, внешняя угловая апертура $\Delta\Omega = 12,7^\circ$.

Таким образом, проведенное теоретическое и экспериментальное исследование показывает, что акустооптический фильтр на кристалле парателлурита обеспечивает спектральную фильтрацию световых пучков с широкими, превышающими 10° угловыми апертурами в двух ортогональных плоскостях падения света. Этим обеспечивается принципиальная возможность спектральной фильтрации оптических изображений с высоким пространственным разрешением.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Н. Магдичу за предоставление акустооптического фильтра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chang I. C. Tunable acousto-optic filters: an overview // Opt. Eng.—1977.— V. 16, N 5.— P. 455.
2. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
3. Стельмах М. Ф., Дмитриев В. Г., Михайлов Л. К. и др. Перестраиваемые лазеры и лазерные спектральные приборы с использованием акустооптических фильтров // Журн. прикл. спектр.—1984.— Т. 40, вып. 2.
4. Епихин В. М., Визен Ф. Л., Никитин Н. В., Калинин Ю. К. Неколлинеарный акустооптический фильтр с оптимальными угловыми характеристиками // ЖТФ.—1982.— Т. 52, вып. 12.
5. Беликов И. Б., Буймистрюк Г. Я., Волошинов В. Б. и др. Акустооптическая фильтрация изображений // Письма в ЖТФ.—1984.— Т. 10, вып. 20.
6. Никанорова Е. А., Парыгин В. Н. Акустооптическое взаимодействие в анизотропной среде // Радиотехника и электроника.—1983.— Т. 28, № 10.

Поступила в редакцию 8 июля 1985 г.