

# Широкоапертурная дифракция неполяризованного излучения в системе из двух акустооптических фильтров

Л.Н.Магдич, К.Б.Юшков, В.Б.Волошинов

*Изучена дифракция света в двух последовательно расположенных акустооптических ячейках, обеспечивающих фильтрацию неполяризованного излучения с широким угловым спектром. Показано, что боковые лепестки диаграммы направленности ультразвукового излучения пьезоэлектрического преобразователя являются причиной образования побочных дифракционных максимумов интенсивности на выходе системы из двух фильтров. Экспериментальное исследование дифракции проведено для фильтров из кристалла парателлурита на длине волны света 1.06 мкм.*

**Ключевые слова:** парателлурит, последовательная акустооптическая дифракция, широкоапертурный акустооптический фильтр, модуляция неполяризованного излучения.

## 1. Введение

Дифракция света на фазовых решётках, индуцированных ультразвуковыми волнами, находит широкое применение в системах обработки оптических сигналов и контроля характеристик электромагнитного излучения. В настоящее время большинство акустооптических (АО) приборов основано на кристаллических материалах, обладающих анизотропией упругих и электромагнитных свойств. Как известно, при анизотропной дифракции света, применяемой в АО фильтрах, необходимо на вход АО ячейки подавать свет с определённым направлением линейной поляризации [1–3]. В общем случае, при падении на АО кристалл света с произвольной поляризацией, значительная часть оптической энергии может оказаться сосредоточенной в собственной моде, для которой не выполняется условие фазового синхронизма. Для обработки неполяризованного излучения ранее были предложены различные АО системы, в которых используются оптические свойства кристаллов [4, 5], особенности анизотропной брэгговской дифракции света [6–9] или возбуждение в кристалле нескольких звуковых волн в различных направлениях [10].

Известно, что применение нескольких АО фильтров, установленных последовательно вдоль направления распространения света, позволяет увеличить эффективность дифракции, уменьшить полосу пропускания системы за счёт увеличения длины взаимодействия световой и звуковой волн, а также существенно подавить боковые максимумы функции пропускания устройства [11, 12]. Многократным прохождением света через одну АО ячейку также можно добиться улучшения характеристик фильтрующей системы [5, 13]. В настоящей работе исследована

дифракция неполяризованных световых пучков с широким угловым спектром в системе, состоящей из двух одинаковых, последовательно расположенных АО фильтров. Рассматриваемая конфигурация АО системы впервые предложена в [14]. Для обработки пучков с большой расходимостью был выбран широкоапертурный режим дифракции Брэгга в парателлурите [15]. Преимуществом данной системы является возможность использования нулевого и первого порядков дифракции, что позволяет создавать как полосовые, так и заграждающие фильтры и модуляторы неколлимированных оптических пучков.

## 2. Дифракция света на нескольких брэгговских решётках

Известно, что закон сохранения импульса в процессе АО взаимодействия света может быть проиллюстрирован с помощью диаграмм волновых векторов [1]. На рис. 1 изображены векторные диаграммы в случае одноосного кристалла, в котором распространяется неполяризованный свет с длиной волны в воздухе  $\lambda$ . Диаграммы описывают преломление и АО рассеяние света в главной плоскости кристаллических образцов, имеющих параллельные оптические грани и плоскость пьезоэлектрического преобразователя, наклонённую под углом  $\alpha$  к оптической оси. Индексы «i» и «d» соответствуют падающему и дифрагированному свету, индексы 1 и 2 – волновым векторам в первом и втором кристаллах соответственно, индексы «o» и «e» – обыкновенной и необыкновенной поляризациям собственных оптических мод в кристаллах. Если на кристалл с главными показателями преломления  $n_o$  и  $n_e$  падает излучение с произвольной поляризацией и волновым вектором  $k'_i$  (здесь и далее величины со штрихом – углы и векторы в воздухе, а без штриха – в среде), то внутри кристалла будут распространяться две волны с различными поляризациями. При этом групповая скорость необыкновенно поляризованной волны определяется её лучевым вектором  $s_{i1}$  и направлена под углом к волновому вектору  $k_{i1}^e$  [3].

Если в кристалле возбудить ультразвуковую волну, фронт которой составляет угол  $\alpha$  с оптической осью кри-

Л.Н.Магдич. ФГУП «НИИ "Полус" им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

К.Б.Юшков, В.Б.Волошинов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: volosh@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 8 мая 2008 г., после доработки – 19 августа 2008 г.

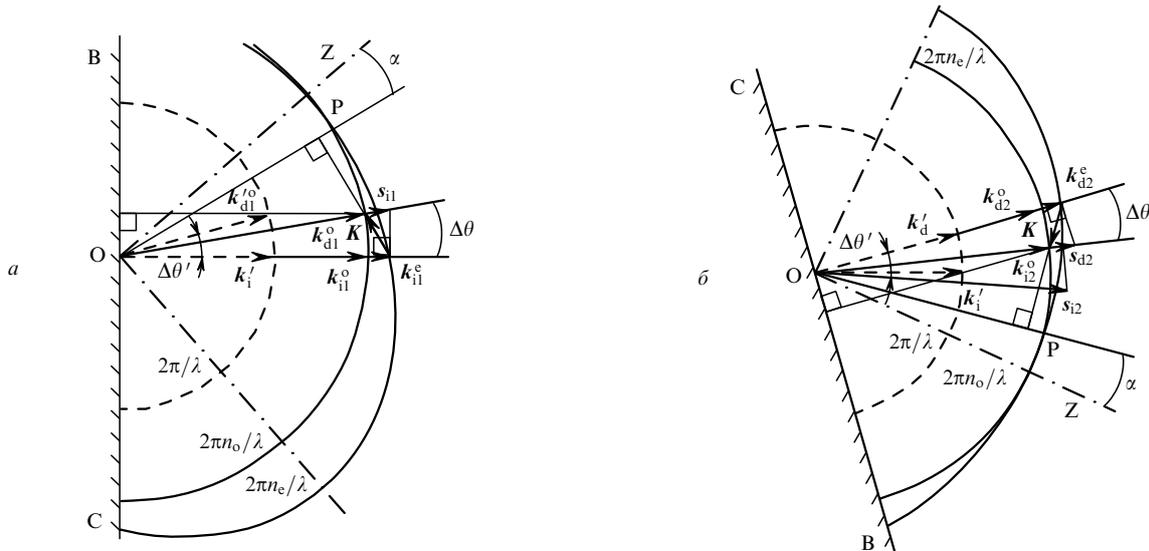


Рис.1. Векторные диаграммы широкоапертурной дифракции неполяризованного света в первой (а) и во второй (б) ячейках: OZ – оптические оси кристаллов; OP – плоскости пьезопреобразователей; BC – плоскости входной и выходной оптических граней кристаллов.

сталла, то, выбирая частоту ультразвука  $f$ , можно выполнить условие фазового синхронизма для излучения каждой собственной оптической моды в кристалле по отдельности [3]. На рис.1,а представлена векторная диаграмма АО дифракции, при которой условие брэгговского синхронизма выполняется для е-поляризованного света. Обычно поляризованная волна при этом дифракции не испытывает и проходит через ячейку без изменения интенсивности, т. к. для неё при тех же частоте и направлении ультразвуковой волны не выполняется условие фазового синхронизма. Векторное уравнение, описывающее дифракцию в первой АО ячейке, имеет вид

$$k_{i1}^e + K = k_{d1}^o, \tag{1}$$

где  $K$  – волновой вектор ультразвуковой волны.

В случае, когда направление волнового вектора дифрагированного света  $k_{d1}^o$  совпадает с направлением лучевого вектора падающего света  $s_{i1}$ , геометрия АО взаимодействия является широкоапертурной [15, 16]. В фильтре с широкоапертурной конфигурацией угол отклонения дифрагированного света внутри кристалла  $\Delta\theta$  равен углу оптического «сноса» е-поляризованной волны, а в воздухе на выходе из кристалла угол отклонения  $\Delta\theta' = \arcsin(n_o \sin \Delta\theta) \approx n_o \Delta\theta$ .

Схема хода лучей в рассматриваемой АО системе изображена на рис.2. Падающий световой луч 1 с произвольной поляризацией, имеющий волновой вектор  $k_i^o$ , расщепляется на лучи 2 и 3 с о- и е-поляризациями соответственно. Луч 3 испытывает в первой АО ячейке дифракцию в соответствии с уравнением (1), в результате чего образуется дифрагированный луч 4. Кроме того, на выходе первой АО ячейки может наблюдаться побочный дифрагированный луч 5, появляющийся за счёт дифракции Брэгга на боковых компонентах ультразвуковой волны при нарушении условия фазового синхронизма [1]. Характеристики побочных дифракционных максимумов обсуждаются далее в разд.5.

Из рис.1 видно, что плоскости входной и выходной граней первого кристалла ориентированы ортогонально направлению падающего света. В этом случае на выходе из первой АО ячейки прошедшие лучи обеих поляриза-

ций будут распространяться параллельно друг другу на расстоянии  $l_c \tan \Delta\theta$ , обусловленном двулучепреломлением материала, где  $l_c$  – длина кристалла.

Чтобы условие фазового синхронизма для волны с о-поляризацией выполнялось во втором кристалле (луч 2), вторую АО ячейку необходимо повернуть относительно первой на угол  $\Delta\theta'$ . Если при этом вторую АО ячейку развернуть на  $180^\circ$ , то направление распространения дифрагированного е-поляризованного луча 7, имеющего волновой вектор  $k_{d2}^e$ , будет на выходе практически совпадать с направлением  $k_{d2}^o$  волнового вектора обычно поляризованного луча 4, появившегося в результате дифракции в первой АО ячейке. В этом случае рассеяние, описываемое уравнением

$$k_{i2}^o - K = k_{d2}^e, \tag{2}$$

происходит в –1-й порядок. Векторная диаграмма дифракции во втором АО фильтре показана на рис.1,б.

Во второй ячейке излучение в нулевом и первом порядках дифракции (лучи 3 и 4 на рис.2) будет преломляться, не испытывая дифракции, и иметь волновые векторы

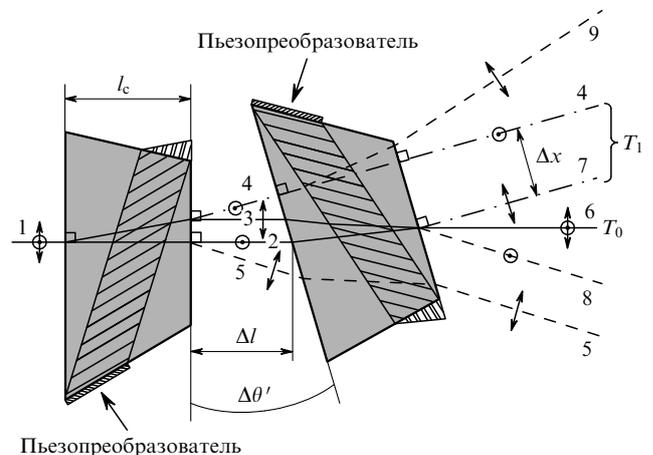


Рис.2. Схема хода лучей в системе АО фильтров. Штрих-пунктирные линии – дифрагированные лучи; штриховые – лучи побочных дифракционных максимумов.

$k_{12}^e$  и  $k_{12}^o$  соответственно (рис.1,б). Таким образом, как было отмечено ранее [14], на выходе из системы лучи 4 и 7 будут распространяться параллельно с некоторым пространственным смещением. Если АО ячейки расположены на расстоянии  $\Delta l$  одна от другой, то расстояние между лучами  $\Delta x$  будет составлять  $\sim (2l_c + n_o \Delta l) \Delta \theta$  (рис.2).

Дифрагированная е-поляризованная волна распространяется во второй АО ячейке с лучевым вектором  $s_{d2}$ , направление которого совпадает с направлением волнового вектора падающей волны в кристалле  $k_{12}^o$ . Кроме того, во втором кристалле в нулевом порядке дифракции распространяется е-поляризованная волна (луч 3), имеющая лучевой вектор  $s_{12}$  и волновой вектор  $k_{12}^e$ . Направление сноса этой волны во втором кристалле таково, что на выходе из системы лучи 2 и 3, соответствующие нулевому порядку дифракции оказываются пространственно совмещёнными, образуя луч 6, имеющий такую же поляризацию, как и падающий луч 1. Таким образом, использование двух одинаковых кристаллов, развёрнутых на угол, близкий к  $180^\circ$ , позволяет скомпенсировать расщепление произвольно поляризованного светового пучка на два линейно поляризованных, вызванное двулучепреломлением материала АО среды. Как и в первом АО фильтре, во второй ячейке возможно образование побочных лучей 8 и 9, появляющихся при дифракции света за счёт боковых лепестков функции пропускания.

Поскольку в каждой из АО ячеек происходит дифракция только одной из собственных оптических мод излучения в кристалле, характеристики дифрагированного света определяются свойствами только одной из АО ячеек. Другая ячейка при этом является для этих волн плоскопараллельной двулучепреломляющей пластинкой, которая смещает световой пучок в пространстве, не изменяя направления его распространения. Тем не менее дифракция в обеих АО ячейках происходит при одной и той же частоте ультразвука, что позволяет использовать для питания системы единственный генератор высокочастотного сигнала, подключив его одновременно к обеим ячейкам.

### 3. Акустооптическая дифракция при нарушении синхронизма

Известно, что благодаря ограниченности области взаимодействия световой и звуковой волн брэгговский режим АО дифракции наблюдается в конечной полосе частот акустических волн [1]. При высоких частотах ультразвука, соответствующих брэгговскому режиму дифракции света, наблюдается прожекторное распространение ультразвуковых волн в кристаллах, поэтому можно рассмотреть рассеяние света в плоскопараллельном акустическом столбе длиной  $l = l_{PT} \cos \psi$  ( $l_{PT}$  – длина пьезопреобразователя,  $\psi$  – угол между направлениями групповой и фазовой скоростей ультразвука). В этом случае при нарушении условия Брэгга можно использовать вектор фазовой расстройки  $\eta$ , ортогональный лучевому вектору ультразвуковой волны. Модуль вектора расстройки  $\eta$  определяет эффективность АО взаимодействия [1]:

$$T_1 = \frac{q^2}{q^2 + \eta^2} \sin^2 \left[ \frac{l}{2} (q^2 + \eta^2)^{1/2} \right], \quad (3)$$

где параметр  $q$  пропорционален амплитуде звуковой волны. Очевидно, что функция пропускания для излуче-

ния в нулевом порядке дифракции в брэгговском режиме при отсутствии многократного рассеяния определяется величиной  $T_0 = 1 - T_1$ . Максимальная эффективность рассеяния  $T_1 = 1$  наблюдается при точном выполнении условия фазового синхронизма ( $\eta = 0$ ) и оптимальной мощности ультразвука, которой соответствует  $q = \pi/l$ . Если ввести безразмерную расстройку  $H = \eta l / \pi$ , то из (3) легко получить функцию пропускания АО фильтра, работающего в режиме максимальной эффективности дифракции:

$$T(H) = \frac{\pi^2}{4} \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{1}{2} (1 + H^2)^{1/2} \right]. \quad (4)$$

Эта функция является быстро затухающей и осциллирующей, причём в области центрального максимума, ограниченного условием  $|H| \leq \sqrt{3}$ , сосредоточено более 75 % энергии пропускаемого излучения. Падение интенсивности в два раза по сравнению с её максимальным значением наблюдается при расстройке  $H \approx \pm 0.8$ , а величина первого бокового максимума при  $H = \pm \sqrt{8}$  достигает 0.11 [1].

Функция пропускания (4) позволяет вычислить ширину полосы пропускания фильтра  $\Delta \lambda$  при освещении широкополосным электромагнитным излучением на фиксированной частоте ультразвука  $f$ , а также ширину полосы частот ультразвука  $\Delta f$ , в которой наблюдается дифракция монохроматического света. При этом относительные величины  $\Delta \lambda / \lambda$  и  $\Delta f / f$  равны между собой и могут быть определены по формуле

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{0.8V}{l_{PT} f} [\tan \psi + \cot(\theta_B - \Delta \theta)], \quad (5)$$

где  $\theta_B$  – брэгговский угол падения света, а  $V$  – фазовая скорость ультразвука.

### 4. Описание экспериментальной системы

В качестве основных дисперсионных элементов были выбраны две одинаковые АО ячейки трапециевидной формы на основе монокристаллического парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ). Для обеспечения идентичности ячеек они были изготовлены из одного кристалла, что обеспечило точное равенство углов среза обоих кристаллов и углов наклона их оптических граней. Упругая волна медленной сдвиговой моды возбуждалась в кристаллах пьезопластинками из ниобата лития  $x$ -среза длиной  $l_{PT} = 1.1$  см. Направление волнового вектора ультразвуковой волны  $K$  составляло угол  $\alpha = 10^\circ$  с кристаллографической осью  $[110]$  в плоскости  $(\bar{1}10)$ , что обеспечивало высокое АО качество материала в выбранном направлении при скорости ультразвука  $V \approx 7.1 \times 10^4$  см/с [2]. Входная и выходная оптические грани кристалла были вырезаны параллельно друг другу и составляли угол  $76.5^\circ$  с оптической осью кристалла. Таким образом, при нормальном падении света на входную грань кристалла условие широкоапертурной брэгговской дифракции выполнялось для е-поляризованного излучения; широкоапертурная дифракция излучения с о-поляризацией обеспечивалась при той же частоте ультразвука для луча с углом падения  $\Delta \theta' \approx 6^\circ$ . Длина кристалла в направлении распространения света  $l_c = 3.0$  см, линейный размер апертуры был выбран равным  $0.7 \times 0.8$  см.

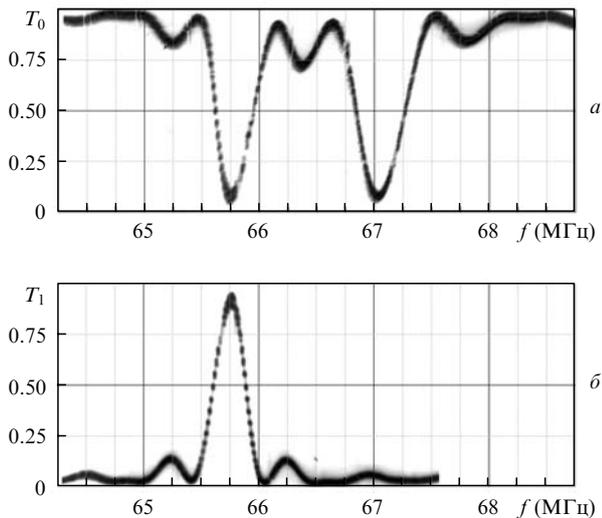


Рис.3. Измеренная функция пропускания системы фильтрации в нулевом (а) и первом (б) порядках дифракции при освещении произвольно поляризованным излучением.

Оба кристалла были смонтированы в общем корпусе, благодаря чему взаимное расположение АО ячеек фиксировалось таким образом, чтобы при выполнении условия широкоапертурной брэгговской дифракции в первой ячейке для излучения с одной из поляризаций, во второй ячейке наблюдалась широкоапертурная дифракция излучения с другой поляризацией. Очевидно, что если падающее излучение направить под углом  $\Delta\theta'$  к входной грани первого кристалла, то условие широкоапертурной дифракции в первой ячейке будет выполняться для о-поляризованного излучения, причём на той же частоте ультразвука  $f^*$ , что и при нормальном падении луча на АО ячейку. Во втором фильтре при этом будет происходить дифракция компоненты поля с е-поляризацией. При расстоянии между АО ячейками  $\Delta l = 0.5$  см расстояние  $\Delta x$  между лучами 4 и 7 составляло  $\sim 3.4$  мм. При использовании широких световых пучков, размер которых ограничен только линейной апертурой АО ячеек, происходит значительное перекрытие лучей в первом порядке дифракции.

Питание системы высокочастотным сигналом осуществлялось с помощью генератора, на выходе которого был установлен делитель мощности, обеспечивавший одинаковую амплитуду акустической волны в обоих кристаллах. Дифракция излучения с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм, источником которого являлся Nd:YAG-лазер, наблюдалась на частоте ультразвука  $f^* = 65.75$  МГц. Наибольшая эффективность дифракции  $T_1$  достигала 95 % при мощности звуковой волны  $P = 1.0$  Вт в каждой АО ячейке. Таким образом, полная мощность, потребляемая системой при наибольшей эффективности дифракции, составляла 2 Вт.

Полоса пропускания фильтра  $\Delta\lambda$  по уровню  $-3$  дБ была равна 5.0 нм на длине волны излучения  $\lambda = 1.06$  мкм, что даёт спектральное разрешение  $r = \Delta\lambda/\lambda^2 \approx 46$  см $^{-1}$ . Полоса частот ультразвука  $\Delta f = 0.3$  МГц при монохроматическом освещении соответствует длине области взаимодействия световой и звуковой волн  $l \approx 0.8$  см, что при угле акустического «сноса»  $\psi = 54^\circ$  позволяет определить по формуле (5) эффективную длину пьезоэлектрического преобразователя  $l_{\text{ЭП}}$ , составившую  $\sim 1.3$  см. Эта длина мало отличалась от реального размера преобразо-

вателя (1.1 см). Аппаратные функции созданной системы АО фильтров представлены на рис.3. Из рис.3,а видно, что рассеяние неполяризованного излучения в нулевом порядке наблюдается не только на основной частоте ультразвука  $f^* = 65.75$  МГц, но также и на частоте  $f \approx 67.0$  МГц. Второй минимум функции пропускания соответствует дифракции лучей с поляризацией, условие синхронизма для которой при том же угле падения света выполняется для более высокой частоты ультразвука, чем в случае рассматриваемой широкоапертурной дифракции. Это рассеяние происходит в противоположный от основного (широкоапертурного) дифракционный порядок, поэтому не влияет на аппаратную функцию первого порядка рассеяния, показанную на рис.3,б.

## 5. Образование побочных дифракционных максимумов

В фильтрующих АО системах, обрабатывающих линейно поляризованное излучение, исходная световая волна проходит через поляризаторы перед тем, как попасть на АО кристалл [11, 13, 15, 16]. В отличие от этого, в предлагаемой схеме фильтра неполяризованного излучения через АО ячейки распространяются световые пучки с обеими поляризациями. При этом в первой ячейке условие фазового синхронизма не выполняется для компоненты светового поля, имеющей о-поляризацию. Однако для обыкновенно поляризованного света может наблюдаться более слабая дифракция, обеспечиваемая боковыми компонентами звукового пучка, которым соответствуют боковые лепестки функции пропускания АО фильтра. Например, на векторной диаграмме, приведенной на рис.1,а, волновой вектор, равный  $\mathbf{k}_{11}^0 - \mathbf{K}$ , не удовлетворяет условию синхронизма в кристалле, однако дифракция о-поляризованного луча возможна за счёт боковой компоненты диаграммы направленности излучения пьезопреобразователя.

На рис.4 представлены зависимости частоты фазового синхронизма  $f$  от угла Брэгга  $\theta_B$  в окрестности точного угла широкоапертурной дифракции, рассчитанные на основе векторных соотношений (1) и (2). При частоте ультразвука  $f^* = 65.75$  МГц угол Брэгга для о-поляризованной волны  $\theta_B^o = 10.7^\circ$ , а для е-поляризованной волны  $\theta_B^e = 13.2^\circ$ . При уменьшении угла среза  $\alpha$  частота, соответствующая широкоапертурной брэгговской дифрак-

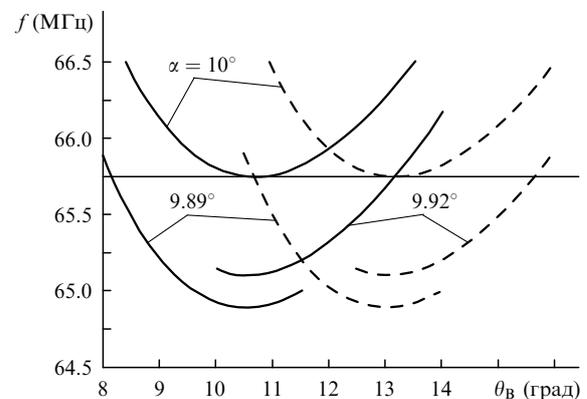


Рис.4. Зависимости акустической частоты  $f$  от угла Брэгга  $\theta_B$  при различных направлениях волнового вектора ультразвуковой волны для обыкновенной (сплошные кривые) и необыкновенной (штриховые кривые) поляризаций падающего излучения.

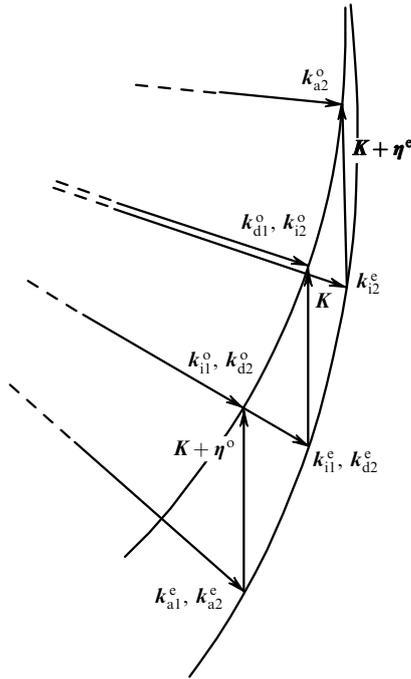


Рис.5. Фрагмент векторной диаграммы с побочными дифракционными максимумами.

ции, уменьшается. Например, если рассмотреть дифракцию света на компоненте звукового поля, распространяющейся под углом  $\alpha \approx 9.92^\circ$ , то условие фазового синхронизма для света с о-поляризацией будет выполняться на той же частоте ультразвука и при том же угле Брэгга, что и в случае широкоапертурной дифракции е-поляризованной волны. Однако эта дифракция не является широкоапертурной и будет происходить в  $-1$ -й порядок. Аналогично, для дифракции е-поляризованного света в  $+1$ -й порядок условие синхронизма будет выполняться при том же угле, что и в случае широкоапертурной дифракции о-волны на компоненте акустического поля с углом распространения  $\alpha \approx 9.89^\circ$ . Частотно-угловые характеристики при дифракции света за счёт этих боковых компонент диаграммы направленности излучателя показаны на рис.4 для  $\delta\alpha^o \approx -0.08^\circ$  ( $\alpha = 9.92^\circ$ ) и  $\delta\alpha^e \approx -0.11^\circ$  ( $\alpha = 9.89^\circ$ ).

Векторные диаграммы дифракции излучения в побочных максимумах приведены на рис.5. Индекс «а» соответствует лучам, образовавшимся в процессе побочного рассеяния света. Дифракция света на боковых компонентах углового спектра акустической волны описывается тремя векторными уравнениями:

$$\begin{aligned} k_{a1}^e &= k_{i1}^o - K - \eta^o, \\ k_{a2}^e &= k_{d2}^o - K - \eta^o, \\ k_{a2}^o &= k_{i2}^e + K + \eta^e, \end{aligned} \quad (6)$$

первое из которых описывает образование побочного максимума при дифракции о-поляризованной волны в первой АО ячейке (луч 5 на рис.2), второе – рассеяние во втором АО фильтре света из первого порядка дифракции в первой ячейке (луч 8), а третье – дифракцию прошедшего через первую ячейку е-поляризованного луча 3 с образованием луча 9. Следует отметить, что векторные тре-

угольники на рис.5, описываемые первыми двумя уравнениями системы (6), в точности совпадают. При этом волновые векторы, приведённые на рис.5, соответствуют световым волнам, дифрагированным на ультразвуковой волне как в первом, так и во втором кристалле. На изображённой векторной диаграмме не учитывается взаимная ориентация АО ячеек, а расположение волновых векторов в пространстве с учётом конфигурации всей системы выбирается в соответствии с рис.1. После преломления излучения на выходной грани второго кристалла волновые векторы  $k_{a2}^{/o}$  и  $k_{a1}^{/e}$  совпадают, и соответствующие им лучи 4 и 7 распространяются в воздухе параллельно. На представленной на рис.2 схеме хода лучей в системе из двух фильтров штрих-пунктирными линиями обозначены лучи, отвечающие основным (широкоапертурным) дифракционным максимумам, в то время как штриховые линии показывают направление распространения побочных лучей.

Изображённая на рис.2 дифракционная картина наблюдалась экспериментально. Было обнаружено, что в ней кроме трёх пучков, соответствующих нулевому и первому порядкам дифракции, появлялись также три пучка меньшей интенсивности. Одиночный побочный луч 9 распространялся по ту же сторону от луча 6 нулевого порядка дифракции, что и лучи 4 и 7; с противоположной стороны от луча нулевого порядка параллельно друг другу распространялись два побочных луча 5 и 8 с ортогональными направлениями поляризации.

Дифракцию света на боковых компонентах углового спектра акустического поля можно рассматривать как дифракцию на плоской упругой волне с волновым вектором  $K$ , характеризующуюся отличной от нуля фазовой расстройкой  $\eta$  [1]. Легко показать, что при малых углах расходимости ультразвуковой волны ( $\delta\alpha \ll 1$ ) эту расстройку можно определить по формуле

$$\eta = \frac{\sin \delta\alpha}{\cos(\psi + \delta\alpha)} K \approx \frac{\delta\alpha}{\cos \psi} K. \quad (7)$$

С учётом того, что волновое число ультразвуковой волны  $K = 2\pi f/V$ , безразмерная расстройка

$$H = \frac{2f l_{PT} \delta\alpha}{V}. \quad (8)$$

Из рис.4 видно, что для выполнения условия синхронизма на одной и той же частоте ультразвука  $f^* = 65.75$  МГц необходимо повернуть волновой вектор ультразвуковой волны для побочных дифракционных максимумов в угловом распределении обыкновенно и необыкновенно поляризованного излучения на углы  $\delta\alpha^o = -0.08^\circ$  и  $\delta\alpha^e = -0.11^\circ$  соответственно. В этом случае безразмерные расстройки (8) при эффективной длине акустического столба  $l = 0.8$  см будут таковы:  $H^o \approx 3.4$  и  $H^e \approx 4.6$ . Эффективность побочной дифракции, определяемая по формуле (4), для обеих поляризаций излучения приблизительно одинакова и весьма мала:  $T^o \approx T^e \approx 0.04$ .

Функция пропускания (4) имеет нули при  $H = \pm\sqrt{15} \approx 3.9$  и  $\pm\sqrt{35} \approx 5.9$ . Следовательно, соотношение между расстройками  $H^o$  и  $H^e$  таково, что обеспечить подавление всех побочных дифракционных максимумов при одной и той же длине пьезопреобразователя невозможно. Тем не менее, выбрав длину преобразователя  $l_{PT} \approx 1.5$  см, можно добиться подавления двух побочных лучей,

имеющих е-поляризацию. При этом для третьего о-поляризованного луча эффективность дифракции также снижается и составляет  $\sim 0.025$ .

Таким образом, интенсивность побочных дифракционных максимумов оказалась значительно меньше интенсивности основных пучков. Частичного подавления побочной дифракции можно добиться выбором такой длины пьезопреобразователя, при которой расстройка  $H$  для побочной дифракции соответствовала локальному минимуму аппаратной функции (4). Известно также, что выбор специальной формы электродов приводит к снижению амплитуды боковых лепестков диаграммы направленности излучения.

## 6. Заключение

В настоящей работе представлена АО система, позволяющая осуществлять перестраиваемую фильтрацию и модуляцию неколлимированных световых пучков произвольной поляризации. Последовательное применение двух одинаковых АО фильтров дало возможность реализовать поляризационно-независимую АО дифракцию ИК излучения и компенсировать двулучепреломление в нулевом дифракционном порядке. Высокая эффективность дифракции при низкой управляющей мощности, практическое отсутствие оптических потерь и компактность управляющего блока позволяют применять исследованную систему в устройствах для обработки оптических сигналов и управления мощными лазерными пучками.

Исследование показало, что рассеяние света на боковых компонентах углового спектра излучения пьезопреобразователя может приводить к образованию нежела-

тельных порядков в дифракционной картине. В рассмотренной системе интенсивность излучения в побочных максимумах не превышала 4 % от интенсивности падающего излучения. Очевидно, что образование дополнительных дифракционных порядков приводит к ухудшению характеристик системы, поэтому должно учитываться при конструировании новых устройств, управляющих неполяризованным светом.

1. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
2. Goutzoulis A., Pape D. *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices* (New York: Marcel Dekker, 1994).
3. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
4. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
5. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **21**, 937 (1994).
6. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пальцев Л.Л. *ЖТФ*, **57**, 1910 (1987).
7. Lee H. *Appl. Opt.*, **27**, 815 (1988).
8. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya. *Opt. Laser Technol.*, **27**, 307 (1995).
9. Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М. *ЖТФ*, **70**, 938 (2000).
10. Voloshinov V.B. *Proc. the First Army Research Laboratory Acousto-Optic Tunable Filter Workshop* (Adelphi, MD, USA: Army Research Laboratory, 1997).
11. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Квантовая электроника*, **12**, 2180 (1985).
12. Pustovoyt V.I., Pozhar V.E., Mazur M.M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5953**, 200 (2005).
13. Волошинов В.Б., Магдич Л.Н., Князев Г.А. *Квантовая электроника*, **35**, 1057 (2005).
14. Антонов С.Н. *ЖТФ*, **74** (10), 84 (2004).
15. Chang I.C. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 370 (1974).
16. Волошинов В.Б., Москера Х.С. *Оптика и спектроскопия*, **101**, 675 (2006).