

Передача изображений при широкоугольном акустооптическом взаимодействии

А.С.Мачихин, В.Э.Пожар

Рассмотрена задача дифракции на акустической волне расходящихся световых пучков, переносящих изображение. Впервые получены выражения, описывающие передаточную характеристику как функцию спектральных и угловых координат и справедливые при любом двулучепреломлении. Вычислены основные характеристики широкоугольных акустооптических фильтров (угловая и спектральная полосы пропускания) и проведено сравнение с экспериментальными данными. Исследована зависимость функции передачи от угла падения света и показано качественное изменение ее топологии.

Ключевые слова: акустооптический фильтр, двулучепреломление, передаточная характеристика.

1. Введение

Спектральные приборы на базе акустооптических (АО) фильтров находят широкое применение в различных областях науки и техники [1–3]. Большая светосила, высокое пространственное и спектральное разрешение, возможность модуляции и синтеза передаточной функции выгодно отличают их от приборов, построенных на других физических принципах, а быстрая произвольная спектральная перестройка позволяет строить на их базе спектрально-адаптивные системы [4].

Способность осуществлять фильтрацию переносящих изображения пучков – одно из ключевых свойств АО фильтров, поскольку позволяет использовать их для задач одновременного анализа пространственных и спектральных свойств объекта. В сравнении с другими оптическими фильтрами, обладающими этим свойством, например с жидкокристаллическими фильтрами [2], АО

фильтр обеспечивает перестройку в более широком спектральном диапазоне (например, 0.4–0.8 мкм) с весьма высоким для таких компактных устройств разрешением (до 0.1 нм) [4, 5]. Несмотря на нелокальный характер дифракции, обусловленный тем, что она происходит на объемной решетке, АО фильтры обеспечивают неплохое разрешение (до 1000 разрешимых положений по каждой из координат) и качество изображения.

Для использования АО фильтров в оптических изображающих системах необходимо знать, как трансформируется изображение при дифракции световых волн на объемной дифракционной решетке, образованной акустической волной. Известно, что эффективная дифракция имеет место при выполнении условия пространственного синхронизма световой и звуковой волн (условие Брэгга), которое имеет простое геометрическое представление: волновые векторы падающей (k_i) и дифрагированной (k_d) световых волн и акустической волны q должны образо-

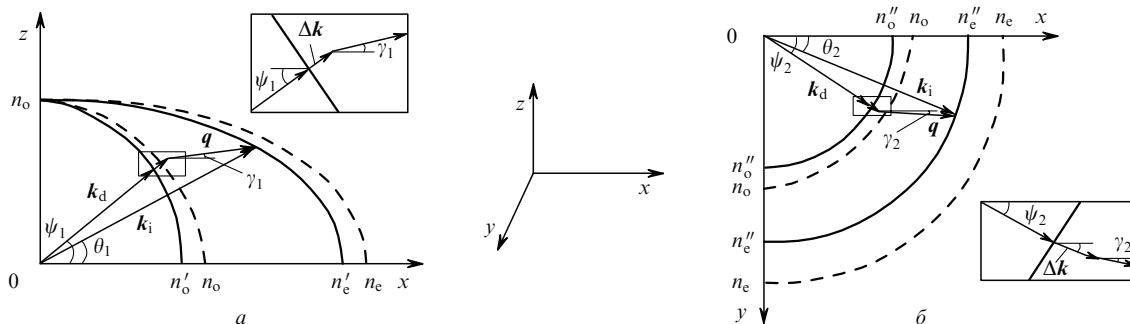


Рис. 1. Волновая диаграмма АО взаимодействия в полярной (а) и азимутальной (б) плоскостях для анизотропной дифракции (k_i , k_d – волновые векторы падающей и дифрагированной световых волн; q – волновой вектор акустической волны; $\Delta k = k_i - q - k_d$ – волновая расстройка (все углы отсчитываются против часовой стрелки от оси x); $k = 2\pi/\lambda$; n_o и n_e – показатели преломления обыкновенно и необыкновенно поляризованных волн; γ_1 и γ_2 – углы распространения звука; ψ_1 и ψ_2 – углы распространения дифрагированной волны).

А.С.Мачихин, В.Э.Пожар. Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342 Москва, улица Бутлерова, 15; e-mail: aalexanderr@mail.ru, v_pozhar@rambler.ru

Поступила в редакцию 4 июня 2010 г., после доработки – 2 июля 2010 г.

вывать треугольник (рис.1). Это условие позволяет определить лежащую в основе АО фильтрации связь между ориентацией q и частотой f акустической волны и направлением распространения k_d и длиной волны λ_s эффективно дифрагирующей плоской световой волны. Однако для вычисления характеристик реального АО фильтра, рабо-

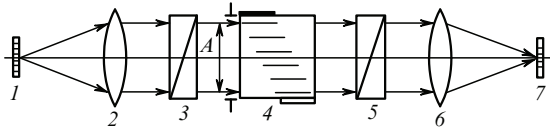


Рис.2. Схема передачи изображения при АО фильтрации:
1 – исходное изображение (объект); 2, 6 – объективы; 3, 5 – скрещенные поляризаторы; 4 – АО ячейка; 7 – спектральное изображение; A – входная апертура АО фильтра.

тающего с расходящимся некогерентным излучением, необходимо описать, как дифрагируют световые волны, которые имеют другие длины волн ($\lambda = \lambda_s + \Delta\lambda$) и другие направления распространения ($\theta_1 = \theta_{1s} + \Delta\theta_1$ и $\theta_2 = \theta_{2s} + \Delta\theta_2$). Здесь и далее λ_s , θ_{1s} и θ_{2s} – длина волны и углы распространения падающего света, соответствующие синхронизму для заданной звуковой волны q .

Трансформация изображения (рис.2) сводится к пространственным деформациям, которые описывают относительное смещение каждой точки изображения, связанное с отклонением соответствующей ей плоской световой волны при дифракции, и амплитудному преобразованию, описываемому коэффициентом передачи по интенсивности, который определяется эффективностью дифракции соответствующей волны. Деформации и потери, вызванные другими факторами, кроме дифракции на акустической волне, здесь не рассматриваются, т.к. могут быть учтены стандартными оптическими методами. Пространственные деформации сводятся в монохроматическом свете к линейному растяжению изображения в направлении оптической оси и к нелинейным деформациям (дисторсии) [6, 7]. При фильтрации белого света следует учитывать хроматические aberrации: спектральный сдвиг, хроматизм увеличения и др. Настоящая работа посвящена исследованию амплитудных искажений при АО дифракции, в частности расчету угловой и спектральной зависимостей коэффициента передачи $T(\theta_1, \theta_2, \lambda)$.

До сих пор расчет характеристик дифракции света на звуковой волне проводится либо численно для каждой отдельной конфигурации, либо с использованием ряда приближений, существенно облегчающих анализ. В частности, используется приближение малого двулучепреломления ($\Delta n/n \ll 1$), которое заведомо снижает точность получаемых оценок. Кроме того, обычно анализ ограничивают оценкой характеристик дифракции в полярной плоскости, обладающей симметрией, и в перпендикулярной ей азимутальной плоскости (см. рис.1). То, что этого недостаточно, ясно хотя бы из того, что в общем случае дифракции брэгговский треугольник векторов не принадлежит ни одной из этих плоскостей.

В связи с этим в настоящей статье поставлена, рассмотрена и впервые решена задача о нахождении функции передачи $T(\theta_1, \theta_2, \lambda)$ при дифракции расходящихся пучков света на ультразвуке при произвольном значении двулучепреломления $\Delta n/n$ для произвольных направлений распространения света и звука. Полученные точные выражения для волновой расстройки Δk использованы для вычисления основных параметров АО фильтров изображений: спектрального разрешения и угловой апертуры. Вычисленные характеристики сопоставлены с известными экспериментальными данными. Проведен также общий анализ формы передаточной функции и выявлена ее радикальная трансформация при изменении угла падения. Обсуждены возможные практические применения полученных результатов.

2. Метод

При решении поставленной в работе задачи описания анизотропной дифракции света на звуке в одноосных кристаллах в наиболее общем случае, т.е. без вышеуказанных приближений, вначале получены базовые соотношения, связывающие спектральные и угловые параметры, а затем из этих соотношений в общем виде получены все необходимые для дальнейшего анализа частные формулы. Эти формулы проверены путем сравнения с экспериментальными данными и с помощью предельного перехода к известным из литературы выражениям, описывающим дифракцию в полярной и азимутальной плоскостях в приближении малого двулучепреломления.

Затем из базовых соотношений с учетом соответствующих частных формул получены выражения для спектрально-угловой зависимости волновой расстройки, которая определяет форму функции пропускания T АО фильтра в каждой конкретной геометрии. Исследовано поведение этой функции при непрерывном изменении угловой переменной, описывающей переход от одной геометрии к другой, и выявлены некоторые особенности трансформации формы функции, не описанные ранее в литературе.

3. Базовые соотношения

Из брэгговского треугольника (см. рис.1) по заданным значениям углов распространения звука γ_1, γ_2 и света θ_1, θ_2 для любой длины волны звука A и для каждой длины волны света λ можно в общем виде определить направление распространения дифрагированной волны k_d , т.е. направление, которому соответствует минимальное значение волновой расстройки Δk . Углы ψ_1 и ψ_2 , соответствующие этому направлению, а также величина Δk даются следующими общими выражениями, полученными в [6]:

$$\psi_1 = \arctan \left\{ \left[\xi(\theta_1) \sin \theta_1 - \eta \sin \gamma_1 \right] \left\{ \left[\xi(\theta_1) \cos \theta_1 - \eta \cos \gamma_1 \right]^2 + 2\eta \xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \gamma_1 [1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2)] \right\}^{-1/2} \right\}, \quad (1a)$$

$$\psi_2 = \arctan \left[\frac{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \sin \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2}{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \cos \gamma_2} \right], \quad (1b)$$

$$\Delta k = kn_0 \left\{ \left[\xi(\theta_1) - \eta \right]^2 + 2\eta \xi(\theta_1) [1 - \cos(\theta_1 - \gamma_1) + \cos \theta_1 \cos \gamma_1 (1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2))] \right\}^{1/2} - 1. \quad (1c)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света в вакууме; $\eta = q/(kn_0) = \lambda/(\lambda n_0)$ – безразмерный спектральный параметр, определяющий соотношение длин волн света λ и звука A ; $\xi(\theta_1) = n_e(\theta_1)/n_o = n_e(n_o^2 \cos^2 \theta_1 + n_e^2 \sin^2 \theta_1)^{-1/2}$ – параметр, характеризующий величину двулучепреломления; n_o и $n_e(\theta_1)$ – показатели преломления материала кристалла для обыкновенно и необыкновенно поляризованных волн; $n_e = n_e(0)$. Следует отметить, что величина ξ , как и n_o, n_e , спектрально зависима. Характеристики $\psi_1, \psi_2, \Delta k$ в формулах (1) являются функциями шести параметров: $\theta_1, \theta_2, \lambda, A, \gamma_1, \gamma_2$.

Поскольку эффективная дифракция имеет место лишь при точном синхронизме, то из уравнения (1c) при условии $\Delta k = 0$ следует зависимость длины волны диф-

рагирующей волны ($\lambda \propto \eta$) от углов ориентации звуковой волны γ_1, γ_2 и углов падающего света θ_1, θ_2 :

$$\eta_s = \chi - [\chi^2 - \xi^2(\theta_1) + 1]^{1/2}, \quad (2)$$

где $\chi \equiv \xi(\theta_1)\{\cos(\theta_1 - \gamma_1) + [\cos(\theta_2 - \gamma_2) - 1] \cos \theta_1 \cos \gamma_1\}$. Формула (2) фактически является перестроенной характеристикой АО фильтра, описывающей связь частоты ультразвука $f = n_o(\lambda)\eta_s(\lambda)v/\lambda$ с длиной волны λ выделяемой спектральной компоненты. Здесь v – скорость звука, а функция $\eta_s(\lambda)$ учитывает дисперсию показателей преломления $n_{o,e}(\lambda)$ кристалла на выделяемой спектральной компоненте света. Эта зависимость легко может быть измерена экспериментально. Общая формула (2) в частном случае дифракции в полярной плоскости ($\theta_2 = 0, \psi_2 = 0$) совпадает с соответствующим выражением из работы [8].

При подстановке выражения (2) в формулы (1а) и (1б) можно найти направление распространения дифрагированной волны (ψ_{1s}, ψ_{2s}) как функцию направления падающей волны (θ_1, θ_2) при фиксированной ориентации звуковой волны (γ_1, γ_2) для спектральной компоненты η_s , находящейся в точном синхронизме. Эта функция, которую мы не будем выписывать в явном виде, определяет в самом общем виде закон деформации изображения при дифракции [6, 7], т.к. выражает выходные углы ψ_1, ψ_2 через входные углы θ_1, θ_2 . Формула (1в) в данной работе используется для вычисления передаточной функции $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \lambda)$ для наиболее часто используемых АО фильтров. Предварительно необходимо получить в общем виде все формулы, описывающие дифракцию в этих фильтрах.

4. Широугольная геометрия АО взаимодействия

Большинство применений АО фильтров требует большой угловой апертуры, например для обеспечения большого углового поля (передача изображений) либо для достижения большой светосилы (спектрометрия). Максимальная апертура АО фильтра достигается при выполнении условия параллельности касательных к поверхностям волновых векторов (рис.3) [6–9]. Это условие может быть записано в виде точного соотношения, выражающего угол ψ_1 распространения дифрагированной волны, для которой выполняется точный синхронизм, через угол θ_1 распространения падающей волны. Необходимо отметить, что ввиду наложения условия широкоугольности направление дифракции ψ_{1w} зависит лишь от одной переменной – угла падения θ_{1w} :

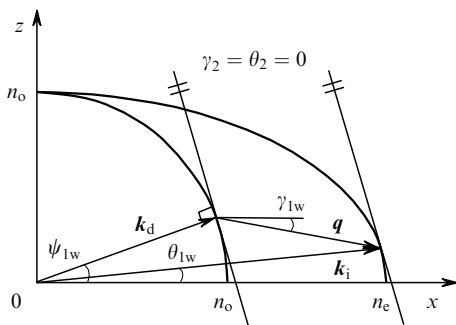


Рис.3. Волновая диаграмма широкоугольного АО взаимодействия в полярной плоскости.

$$\tan \psi_{1w} = \xi_0^2 \tan \theta_{1w}, \quad (3)$$

где $\xi_0 = \xi(0) = n_e/n_o$; индексом «w» отмечены величины, соответствующие широкоугольной геометрии дифракции.

При этом углы распространения света (θ_{1w}) и звука (γ_{1w}) должны быть связаны следующим образом:

$$\tan \gamma_{1w} = \quad (4)$$

$$= \frac{\xi_0 \tan \theta_{1w}}{[(\xi_0^4 \tan^2 \theta_{1w} + 1)(\xi_0^2 \tan^2 \theta_{1w} + 1)]^{1/2} + \xi_0^3 \tan^2 \theta_{1w}}.$$

Следует добавить, что формула (4), найденная из геометрического анализа брэгговского треугольника (рис.3), получена впервые и справедлива при любом двулучепреломлении. В приближении малого двулучепреломления ($\xi_0 \rightarrow 1$), которое обычно используется для расчетов, точная формула (4) принимает простой вид

$$\tan \gamma_{1w} = -\frac{\tan \theta_{1w}}{2 \tan^2 \theta_{1w} + 1}, \quad (5)$$

тождественный выражению $\tan(\theta_{1w} - \gamma_{1w}) = 2 \tan \theta_{1w}$, полученному в [7] в этом приближении.

Связь углов θ_{1w} и γ_{1w} при широкоугольной дифракции, описываемая выражением (4), имеет вид немонотонной кривой, положение и величина максимума которой зависят от параметра двулучепреломления ξ_0 и соответственно от длины волны λ (рис.4).

Условие параллельности касательных (4) описывает требование максимизации ширины синхронизма волн, в пределах которой при отклонении угла падения θ_1 от оптимального угла θ_{1w} (для заданной ориентации звука γ_{1w}) синхронизм сохраняется. Ширина синхронизма увеличивается еще сильнее вблизи максимума функции $\gamma_{1w}(\theta_{1w})$, когда широкому диапазону углов падения θ_{1w} соответствует один и тот же угол γ_{1w} . Поэтому такую геометрию называют экстремальной [7] или оптимальной [9].

Найденные из точной формулы (4) величины углов θ_{ext} и γ_{ext} , при которых имеет место экстремальная геометрия широкоапертурной дифракции, таковы:

$$\theta_{ext} = \text{arccot}[\zeta^4(\zeta^2 + 1)^{1/2}], \quad (6)$$

$$\gamma_{ext} = -\text{arccot}[(\zeta^2 + 1)^{3/2}],$$

где $\zeta = \xi_0^{1/3}$. Степень 1/3 возникает из решения кубического уравнения при определении экстремума функции $\gamma_{1w}(\theta_{1w})$. При малом двулучепреломлении ($\xi_0 \rightarrow 1$) данные выражения дают ранее известные значения углов [7]

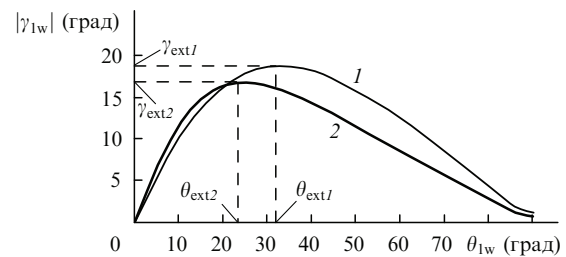


Рис.4. Необходимая связь углов звуковой (γ_{1w}) и световой (θ_{1w}) ориентации при широкоугольной дифракции для двух материалов – TeO_2 ($\xi_0 = 1.07, \lambda = 0.6$ мкм) (1) и Hg_2Cl_2 ($\xi_0 = 1.34, \lambda = 2$ мкм) (2).

$$\begin{aligned} \theta_{\text{ext}} &\approx \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = 35.3^\circ, \\ \gamma_{\text{ext}} &\approx -\arctan\left(\frac{1}{2\sqrt{2}}\right) = -19.5^\circ. \end{aligned} \quad (7)$$

Точные выражения (6) для углов экстремальной геометрии, полученные впервые, позволяют рассчитать их значения для различных материалов и спектральных диапазонов. Например, для парателлурида TeO_2 в красной области спектра (0.6 мкм) расчет дает $\gamma_{\text{ext}} = -18.9^\circ$, $\theta_{\text{ext}} = 32.6^\circ$. Эти результаты совпадают с экспериментальными данными и оценками, полученными ранее с использованием других методов [9].

Следует отметить, что данные значения заметно отличаются от предельных (7), несмотря на малость двулучепреломления в TeO_2 ($\xi_0 - 1 \approx 0.07$). Как видно из рис.4, для каломели (Hg_2Cl_2), имеющей значительно большее, хотя тоже малое, двулучепреломление ($\xi_0 - 1 \approx 0.34$), эти различия еще сильнее: $\gamma_{\text{ext}} = -16.9^\circ$, $\theta_{\text{ext}} = 24.5^\circ$.

5. Коллинеарная геометрия

Другой геометрией АО взаимодействия, часто используемой на практике, является осевая коллинеарная геометрия. В коллинеарных фильтрах векторы ультразвуковой волны \mathbf{q} и падающей (\mathbf{k}_i) и дифрагированной (\mathbf{k}_d) световых волн коллинеарны и направлены вдоль одной из осей симметрии кристалла, ортогональной его оптической оси, а именно: $\theta_1 = \theta_2$ и $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, так что выражения (1), (2) упрощаются. В этой геометрии, которая также является широкоугольной, обеспечивается большая длина взаимодействия волн, ограниченная лишь размерами среды (кристалла) L , что позволяет достичь более высокого спектрального разрешения ($\lambda/\Delta\lambda \propto L$) и снизить управляющую мощность ультразвука ($P \propto L^{-2}$).

6. Функция передачи

Коэффициент передачи T при АО дифракции определяется волновой расстройкой Δk , и в случае небольшой мощности звука P он мал: $T \sim (\Gamma L)^2 \text{sinc}^2(\Delta k L / (2\pi))$, где $\text{sinc } x \equiv \sin(\pi x) / (\pi x)$; коэффициент связи волн $\Gamma \propto \sqrt{P}$; L – длина АО взаимодействия [5]. При повышении мощности звука коэффициент передачи может достигать 100%. Так, для одномерной задачи дифракции плоских волн коэффициент передачи дается формулой

$$T = (\Gamma L)^2 \text{sinc}^2 \left\{ \left[\Gamma^2 + \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{L}{\pi} \right\}, \quad (8)$$

поэтому $T = 1$ при точном синхронизме ($\Delta k = 0$) и при определенной мощности звука ($\Gamma L = \pi/2$). Видно, что и в этом случае коэффициент передачи однозначно связан с волновой расстройкой Δk . Следовательно, поставленная задача описания угловой и спектральной зависимостей коэффициента передачи $T(\theta_1, \theta_2, \lambda)$ фактически сводится к нахождению зависимостей волновой расстройки Δk от длины волны и направления распространения падающей волны.

Считая, что направление распространения звука γ_1, γ_2 фиксировано, а выбранная частота звука f_s соответствует длине волны λ и направлению θ_1, θ_2 света так, что точно выполняется условие Брэгга, выразим волновую расстройку как функцию угловых координат $\Delta\theta_i = \theta_i - \Delta\theta_{\text{is}}$ – отклонений от направления синхронизма: $\Delta k(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \lambda)$.

Подставив данное выражение в (8), получим функцию передачи $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \lambda)$, отображающую неравномерность коэффициента передачи по полю изображения. Эта функция описывается аналитически на основе полученных выше выражений и зависит от таких параметров, как геометрия взаимодействия и материал АО фильтра, мощность ультразвука P и длина взаимодействия L . На рис.5 представлена нормированная функция передачи $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) / (\Gamma L)^2$ для различных геометрий широкоугольных АО фильтров из TeO_2 ($\lambda = 0.6$ мкм, $L = 1$ см).

Видно, что топология этой функции существенно зависит от направления падения света θ_{1w} и, соответственно, от угла распространения звука $\gamma_{1w}(\theta_{1w})$, определяемого «углом среза» кристалла. В области малых углов (вблизи оси) сечение функции имеет крестообразный вид. Далее по мере увеличения θ_{1w} функция деформируется и при $\theta_{1w} = \theta_{\text{ext}}$ принимает уже иной вид (рис.5,з). При $\theta_{1w} > \theta_{\text{ext}}$ по мере возрастания θ_{1w} сечение функции пропускания последовательно принимает вид вертикально вытянутой замкнутой области, круга (при $\theta_{1w} \approx 45^\circ$), горизонтального эллипса и прямоугольной горизонтально ориентированной области.

Таким образом, в настоящей работе аналитически получена функция передачи широкоугольного АО фильтра во всем диапазоне углов падения света (от 0 до 90°). Следует отметить, что вид этой функции в виде креста, круга и вытянутой области был получен в работе [10] в результате численного расчета.

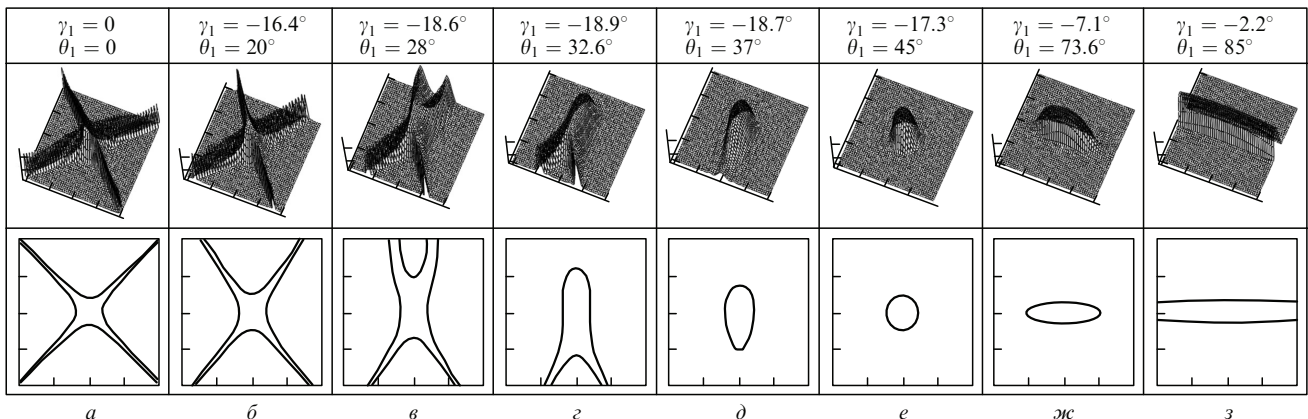


Рис.5. Нормированная функция передачи $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) / \Gamma^2 L^2$ широкоугольного АО фильтра (вверху) и ее сечение по уровню 0.5 (внизу); диапазон изменения углов по осям от -5° до 5° .

Табл.1. Вычисленные и экспериментально определенные параметры АО фильтров.

Характеристики	Коллинеарный осевой АО фильтр (SiO ₂)		Неколлинеарный широкоугольный АО фильтр (TeO ₂)	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
Угловая апертура в кристалле ($\delta\theta_1 \times \delta\theta_2$) (град)	2.2 × 2.2	2 × 2	1.7 × 6	1.7 × 1.7*
Угловая апертура в воздухе ($n_e\delta\theta_1 \times n_o\delta\theta_2$) (град)	3.4 × 3.4	3.1 × 3.1	4 × 14.4	4 × 4*
Число разрешимых элементов ($N_1 \times N_2$)	298 × 298	270 × 270	230 × 810	250 × 320*
Ширина окна пропускания $\delta\lambda$ (нм)	0.22	0.2	4	3.5
Спектральное разрешение ($R = \lambda/\delta\lambda$)	2900	3100	158	180

* В эксперименте использовалась полевая диафрагма с круглым отверстием, которая ограничивала угловую апертуру АО фильтра в азимутальной плоскости.

7. Расчет параметров АО фильтров

Важнейшими параметрами АО фильтров являются спектральное разрешение и угловая апертура. Спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$ определяется шириной интервала длин волн $\delta\lambda$, в пределах которого имеет место эффективная дифракция света. Этот интервал находится из условия $|\Delta k(\Delta\lambda)| \leq \Delta k_{0.5} \approx \alpha L$, где коэффициент α принимает значение от 2.5 до 2.75 при изменении эффективности дифракции от 0 до 100 % [5]. Аналогичным образом угловая апертура $\delta\theta_1 \times \delta\theta_2$ АО фильтра определяется как угловой размер области, в которой $|\Delta k(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)| \leq \Delta k_{0.5}$. Эта величина позволяет оценить максимальное число разрешимых элементов изображения по обоим направлениям: $N_i = \delta\theta_i/\delta\theta_i^{\text{dif}}$, где $i = 1, 2$; $\delta\theta_i^{\text{dif}} = 1.22\lambda/A_i$ – дифракционная расходимость, определяемая размерами входной апертуры АО фильтра A_i ($A_1 \times A_2$).

Полученные в настоящей работе формулы позволяют провести расчет основных характеристик АО фильтров. В табл.1 приведены параметры, рассчитанные для двух типов широкоугольных АО фильтров ($A_1 \times A_2 = 6 \times 6$ мм), используемых на практике [11, 12]: коллинеарного осевого (SiO₂, $\lambda = 0.633$ мкм, $L = 18$ см, $\xi = n_e/n_o = 1.006$, $\gamma_1 = 0$, $\theta_1 = 0$) и широкоугольного (TeO₂, $\lambda = 0.633$ мкм, $L = 1$ см, $\xi = n_e/n_o = 1.067$, $\gamma_1 = -7.1^\circ$, $\theta_1 = 73.6^\circ$).

Видно, что рассчитанные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следует добавить, что угловая апертура коллинеарного АО фильтра имеет одинаковый размер по обоим направлениям, тогда как угловая апертура в экстремальном широкоугольном АО фильтре существенно вытянута в полярной плоскости (рис.5,з).

8. Заключение

Полученная в настоящей работе функция передачи АО фильтра описывает неравномерность яркости входного изображения. Она позволяет определить форму и размеры области углового синхронизма, что дает возможность выбрать оптимальную угловую апертуру АО фильтра. Проведенный анализ позволил выявить зависимость топологии функции передачи от геометрии дифракции. Показано, что, в отличие от коллинеарных АО фильтров, апертура и пространственное разрешение широкоугольных фильтров существенно различаются в азимутальной и полярной плоскостях.

Получены выражения, описывающие связь углов рас-

пространения звука, а также падающего и дифрагировавшего света, при которых наблюдается широкоугольная дифракция, и, в частности, общие формулы для углов θ_{ext} и γ_{ext} , описывающих экстремальную геометрию широкоугольной дифракции. Эти выражения справедливы для кристаллов с произвольным, в том числе и значительным двулучепреломлением ξ_0 , например для кристалла каломели Hg₂Cl₂ ($\xi_0 = 1.34$). Хотя для наглядности и единообразия все рисунки и примеры расчетов приведены лишь для положительных кристаллов (SiO₂, TeO₂, Hg₂Cl₂), получаемые выражения справедливы и для произвольных одноосных кристаллов.

Результаты работы важны с точки зрения проектирования перестраиваемых широкоугольных АО фильтров, передающих изображения. Они позволяют осуществлять расчет и анализ характеристик с большей точностью и учитывать при этом значительно большее количество факторов.

Следует отметить, что используемые подходы могут представлять интерес для задач трехволновых взаимодействий, таких как параметрическая генерация света и генерация гармоник.

Работа выполнена в рамках НОЦ «МАТИ – НТЦ УП РАН» и при поддержке РФФИ (грант № 09-02-12405). Авторы выражают признательность М.М.Мазуру за полезное обсуждение и предоставленные экспериментальные данные.

1. Rajwa B., Ahmed W., Venkatapathi M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5694**, 16 (2005).
2. Morris H.R., Hoyt C.C., Treado P.J. *Appl. Spectr.*, **48** (7), 857 (1994).
3. Smith W.M.H., Smith K.M. *Experimental Astronomy*, **1**(5), 329 (1990).
4. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Радиотехника и электроника*, **41** (10), 1272 (1996).
5. Ананьев Е.Г., Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Оптика и спектроскопия*, **62**, 159 (1987).
6. Мачихин А.С., Пожар В.Э. *ЖТФ*, **80** (10), 101 (2010).
7. Pozhar V.E., Pustovoit V.I. *Photonics and Optoelectronics*, **4** (2), 67 (1997).
8. Voloshinov V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3584**, 116 (1998).
9. Волошинов В.Б., Москера Х.С. *Оптика и спектроскопия*, **101** (4), 677 (2006).
10. Балакшиев В.И., Костюк Д.Е. *Оптика и спектроскопия*, **101** (2), 298 (2006).
11. Ананьев Е.Г. В сб. *Точные измерения в акустооптике и акустоэлектронике* (М.: изд-е ВНИИФТРИ, 1985, с. 31).
12. Мазур М.М. *Физические и технологические основы разработки акустооптических приборов*. Докт. дис. (М., ВНИИФТРИ, 2007).