

Пространственно-спектральные искажения изображения при дифракции обыкновенно поляризованного светового пучка на ультразвуковой волне

А.С.Мачихин, В.Э.Пожар

Рассмотрена задача определения пространственно-спектральных искажений изображений, возникающих при анизотропной дифракции на ультразвуковой волне в кристаллах обыкновенно поляризованного излучения ($o \rightarrow e$). Вне приближения малого двулучепреломления получены аналитические решения, описывающие зависимость углов дифракции и величины волновой расстройки от геометрии акустооптического (АО) взаимодействия и параметров кристалла. Найденные формулы позволили провести расчет и анализ величины пространственно-спектральных искажений изображений, возникающих при дифракции, и выявить основные типы искажений: хроматические сжатие и трапециевидность. Проведенное сравнение величин этих искажений при дифракции обыкновенно и необыкновенно поляризованного света показало, что они почти одинаковы по модулю и имеют противоположные знаки, так что при последовательной дифракции ($o \rightarrow e \rightarrow o$ или $e \rightarrow o \rightarrow e$) в двух идентичных АО ячейках, развернутых на 180° в плоскости дифракции, возможна компенсация данных искажений.

Ключевые слова: акустооптический фильтр, искажения, акустооптическая дифракция.

1. Введение

Приборы для спектрально-поляризационного анализа на основе электронно-управляемых акустооптических (АО) фильтров находят широкое применение в различных областях науки и техники: микроскопии [1], дистанционном зондировании [2, 3], эндоскопии [1, 4], томографии [5], цифровой голографии [6], астрономии [7], фотолюминесцентной диагностике [8]. Высокое пространственное и спектральное разрешение, возможность модуляции и синтеза передаточной функции и отсутствие подвижных элементов отличают их от приборов, построенных на других физических принципах, а быстрая произвольная спектральная перестройка позволяет строить на их основе спектрально адаптивные системы [9].

Несмотря на то что АО фильтрация изображений уже давно успешно применяется, во многих приложениях она не может быть использована из-за недостаточно высокого качества изображений: хроматический сдвиг изображения затрудняет построение спектров в отдельных точках [10] и делает невозможным выполнение операций над спектральными изображениями без дополнительной процедуры их взаимной привязки [11].

В результате АО дифракции пространственно-спектральные искажения в ряде случаев могут достигать нескольких процентов поля зрения [12, 13]. Их, в принципе, можно скорректировать путем цифровой постобработки с использованием данных предварительной калибровки АО фильтра [14]. Однако при этом, во-первых, сохраняются остаточные искажения, величина которых существенно зависит от точности этой калибровки, а во-вторых, данный

подход далеко не всегда реализуем, особенно при работе в реальном времени, когда точная калибровка затруднительна и время на коррекцию крайне ограничено.

Другой подход заключается в разработке метода аппаратной коррекции искажений, основанного на выборе материала и конфигурации АО ячейки, оптимальных с точки зрения передачи изображения. Ранее было показано экспериментально и теоретически, что искажения изображения, возникающие при АО взаимодействии, можно скомпенсировать путем последовательной фильтрации в двух идентичных, развернутых на 180° в полярной плоскости АО ячейках [15]. Впервые систематически характер искажений и их спектральная зависимость были рассмотрены в работе [16], однако рассмотрение велось в предположении малой величины параметра двулучепреломления: $\Delta n/n_o = \xi_0 - 1 \ll 1$. Здесь $\xi_0 = \xi(0)$; $\xi(\theta_1) = n_e/(n_o^2 \cos^2 \theta_1 + n_e^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}$; θ_1 – угол между направлением распространения света в кристалле и плоскостью, перпендикулярной его оптической оси; $\Delta n = n_e - n_o$; n_o и n_e – показатели преломления материала кристалла для обыкновенно и необыкновенно поляризованных волн). В работах [13, 17] указанные искажения были ранее вычислены в общем виде, но только для случая АО дифракции необыкновенно поляризованного света ($e \rightarrow o$). Для случая дифракции обыкновенно поляризованного света ($o \rightarrow e$) точное аналитическое решение не найдено, а известны только оценки величин пространственно-спектральных искажений раздельно в полярной и азимутальной плоскостях и лишь в приближении малого двулучепреломления ($\Delta n/n_o \ll 1$) [16]. Для используемых на практике АО кристаллов этот параметр не всегда достаточно мал: $\Delta n/n_o = 0.07$ для TeO_2 ($\lambda = 0.6$ мкм), -0.1 для CaCO_3 ($\lambda = 0.6$ мкм) и 0.34 для Hg_2Cl_2 ($\lambda = 2$ мкм), а потому это приближение не позволяет проводить прецизионный абберационный расчет, в частности оценивать степень компенсации искажений в «двухкристальной» схеме.

В настоящей работе вопрос о вычислении пространственно-спектральных искажений изображений, возника-

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

Поступила в редакцию 18 января 2014 г., после доработки – 21 апреля 2014 г.

ющих при АО дифракции $o \rightarrow e$, рассматривается в более общем случае, т. е. не раздельно в плоскостях xz и xy , а с учетом перекрестных членов разложения. Аналитическое решение получено в существенно более слабом, чем $\Delta n/n_o \ll 1$, приближении, предполагающем лишь постоянство величины ξ в небольшом интервале углов между падающей (θ_1) и дифрагированной (ψ_1) световыми волнами: $\xi(\psi_1) \approx \xi(\theta_1)$. На практике этот угловой интервал составляет $1^\circ - 3^\circ$. Как будет показано ниже, данное допущение для всех известных одноосных АО кристаллов всегда выполняется с весьма высокой точностью (погрешность менее $15'$) во всем диапазоне изменения θ_1 .

2. Основные соотношения

Для решения поставленной задачи необходимо установить связь возникающих геометрических искажений изображения с параметрами АО ячейки и геометрией АО взаимодействия. Изображение, переносимое слабо расходящимся световым пучком, описывается угловым распределением интенсивности $I(\theta_1, \theta_2)$, где θ_i – угол, определяющий направление распространения парциальной волны. Трансформация изображения описывается зависимостями $\psi_j(\theta_i)$, сопоставляющими с каждой падающей волной (θ_i) направление дифрагированной волны (ψ_j). Здесь индексы i, j принимают значения 1 для полярной плоскости (xz) или 2 – для азимутальной плоскости АО взаимодействия.

Для определения этих зависимостей рассмотрим дифракцию слабо расходящегося о-поляризованного светового пучка на акустической волне в одноосном кристалле (рис.1). Условие синхронизма, связывающее волновые векторы падающей (k_i) и дифрагированной (k_d) световых волн с волновым вектором акустической волны q , имеет вид $k_d = k_i - q$ для процесса дифракции с понижением частоты. Переходя для наглядности к безразмерным величинам аналогично [17], запишем это уравнение в проекциях на оси x, y и z :

$$\begin{aligned} \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \eta \cos\gamma_1 \cos\gamma_2 - \xi(\psi_1) \cos\psi_1 \cos\psi_2 \\ = \chi \cos\varphi_1 \cos\varphi_2, \end{aligned} \tag{1a}$$

$$\begin{aligned} \cos\theta_1 \sin\theta_2 - \eta \cos\gamma_1 \sin\gamma_2 - \xi(\psi_1) \cos\psi_1 \sin\psi_2 \\ = \chi \cos\varphi_1 \sin\varphi_2, \end{aligned} \tag{1б}$$

$$\sin\theta_1 - \eta \sin\gamma_1 - \xi(\psi_1) \sin\psi_1 = \chi \sin\varphi_1, \tag{1в}$$

где $\eta = ql/(kn_o) = \lambda/(\Lambda n_o)$ – безразмерный спектральный параметр, определяющий соотношение длин волн света (λ) и звука (Λ); $\chi = \Delta k/(kn_o)$ – нормированная (безразмерная) расстройка; $\Delta k, \varphi_1, \varphi_2$ – длина и углы ориентации вектора волновой расстройки $\Delta k \equiv k_i - k_d - q$.

Уравнения (1) позволяют по заданным значениям углов, определяющих направление распространения света (θ_1, θ_2) и звука (γ_1, γ_2), для любой длины волны звука Λ и для каждой длины волны обыкновенно поляризованного света λ определить направление распространения волны после дифракции (ψ_1, ψ_2) и величину волновой расстройки χ . Необходимо отметить, что каждой падающей плоской световой волне соответствует пучок дифрагированных световых волн (это следует из ограниченности области взаимодействия). С учетом этого направлением дифракции считается то, в котором распространяется волна, имеющая минимальную волновую расстройку Δk и отвечающая угловому максимуму интенсивности дифрагированной волны. Таким образом, с каждой падающей волной сопоставляется одна выделенная дифрагированная волна. Выбор ориентации вектора волновой расстройки Δk осуществлен, исходя из тех же принципов, что и в работе [17]: $\varphi_1 = \theta_1, \varphi_2 = \theta_2$. Учитывая это, можно предвидеть величины ψ_i и χ в виде функций заданных углов γ_i и θ_i и спектрального параметра η .

В отличие от случая АО дифракции необыкновенно поляризованного пучка, точное аналитическое решение системы уравнений (1) получить затруднительно, т. к. она сводится к полиномиальному уравнению 6-й степени. Однако приближенное решение можно найти, допустив, что в небольшом диапазоне углов от θ_1 до ψ_1 величина двулучепреломления примерно постоянна, так что $\xi(\psi_1) \approx \xi(\theta_1)$. Точное отношение этих величин дается формулой

$$\begin{aligned} \frac{\xi(\psi_1)}{\xi(\theta_1)} &= \sqrt{\frac{1 + (\xi_0^2 - 1)\sin^2\psi_1}{1 + (\xi_0^2 - 1)\sin^2\theta_1}} \\ &= \sqrt{1 + (\xi_0^2 - 1)\sin(\psi_1 - \theta_1) \frac{\sin(\psi_1 + \theta_1)}{1 + (\xi_0^2 - 1)\sin^2\theta_1}}. \end{aligned} \tag{2}$$

Его отличие от единицы определяется вторым слагаемым под корнем, которое содержит произведение двух малых величин: параметра двулучепреломления $\xi_0^2 - 1 \approx 2\Delta n/n_o$ и

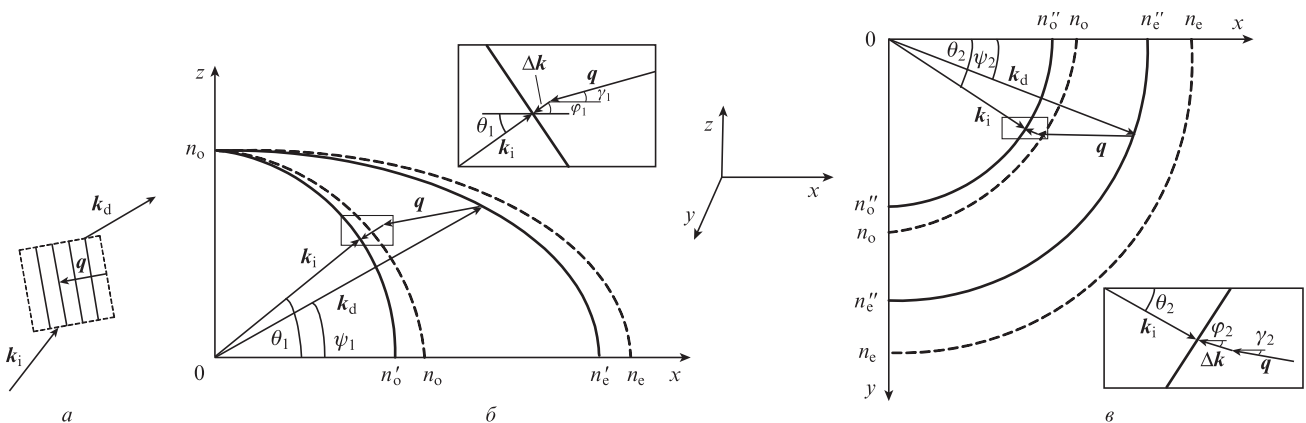


Рис.1. Область АО взаимодействия (а) и диаграммы волновых векторов в полярной (б) и азимутальной (в) плоскостях при дифракции о-поляризованной световой волны ($n'_o = n_o \cos\theta_2, n''_o = n_o \cos\theta_1, n'_e = n_e \cos\psi_2, n''_e = n_e \cos\psi_1$).

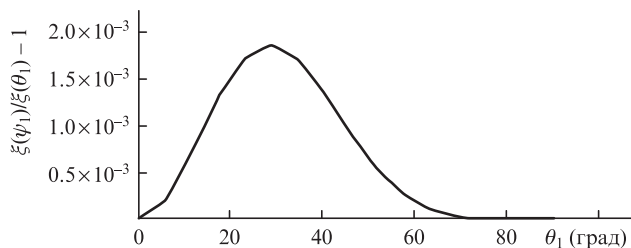


Рис.2. Зависимость величины $\xi(\psi_1)/\xi(\theta_1) - 1$ от угла распространения θ_1 в случае широкоугольной геометрии АО взаимодействия в кристалле TeO_2 ($\lambda = 633$ нм).

угла отклонения дифрагированной волны $|\psi_1 - \theta_1| \sim 10^{-2}$. На рис.2 приведена зависимость величины $\xi(\psi_1)/\xi(\theta_1) - 1$ от угла θ_1 , вычисленная по формуле (2), в случае широкоугольной [18] геометрии АО взаимодействия в кристалле TeO_2 , используемой для передачи изображений (для нее выполняется условие $\tan \psi_1 = \xi_0^{-2} \tan \theta_1$). Здесь и далее все примеры даны для дифракции в плоскости (110) кристалла TeO_2 . Видно, что для фильтров на основе этого кристалла величина $|\xi(\psi_1)/\xi(\theta_1) - 1| \leq 2 \times 10^{-3}$ при любых углах θ_1 распространения света. В данном приближении погрешность аналитического вычисления ψ_1 из (1) не превышает $15'$, в то время как угловая ширина синхронизма составляет 2° .

Использованное приближение $\xi(\alpha) = \text{const}$ ($\psi_1 \leq \alpha \leq \theta_1$) позволяет из уравнений (1) получить следующую формулу:

$$\chi \approx 1 - \eta B - \sqrt{\eta^2(B^2 - 1) + \xi^2(\theta_1)}, \quad (3a)$$

где $B = \cos(\theta_1 - \gamma_1) - \cos \theta_1 \cos \gamma_1 [1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2)]$. Углы ψ_1 и ψ_2 выражаются через χ :

$$\psi_1 \approx \arcsin \left[\frac{(1 - \chi) \sin \theta_1 - \sin \gamma_1}{\xi(\theta_1)} \right], \quad (36)$$

$$\psi_2 \approx \arctan \left[\frac{(1 - \chi) \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \eta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2}{(1 - \chi) \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \eta \cos \gamma_1 \cos \gamma_2} \right]. \quad (3b)$$

Таким образом, все характеристики дифрагированного пучка (χ, ψ_1, ψ_2) представлены в виде функций характеристик взаимодействующих волн $\theta_1, \theta_2, \gamma_1, \gamma_2, \eta$.

Формулы (3) имеют смысл, аналогичный смыслу выражений, полученных в [17] для дифракции е-поляризованной падающей волны. Они описывают АО дифракцию для произвольной величины ξ и в пределах всего поля зрения, а не только в двух направлениях: вдоль оптической оси и перпендикулярно ей. Углы ψ_1, ψ_2 определяют направление дифрагированной волны, а безразмерная расстройка χ характеризует коэффициент дифракции.

Максимальный коэффициент дифракции соответствует точному выполнению условия синхронизма ($\chi = 0$). Для заданного направления падения световой волны (θ_1, θ_2) можно найти соответствующее направление дифракции (ψ_{1s}, ψ_{2s}), которое далее будет обозначаться индексом «s» (синхронизм). Для этого найдем из уравнения (3a) спектральный параметр $\eta_s(\theta_1, \theta_2)$, соответствующий точному выполнению условия синхронизма ($\chi = 0$):

$$\eta_s = B - \sqrt{B^2 + \xi^2(\theta_1) - 1}. \quad (4)$$

Подстановка этого выражения в формулы (3б) и (3в) дает зависимости $\psi_{1s}(\theta_1, \theta_2)$ и $\psi_{2s}(\theta_1, \theta_2)$ при заданных $\gamma_1, \gamma_2, \lambda, \Lambda$, которые здесь не приводятся ввиду их громоздкости.

3. Пространственно-спектральные искажения

Для анализа пространственных (угловых) искажений проанализируем зависимости (3б) и (3в) и для каждого парциального падающего пучка (θ_1, θ_2) определим направление его распространения после дифракции (ψ_1, ψ_2). При этом удобнее оперировать относительным положением пучка, отсчитывая углы распространения падающего излучения от некоторого «центрального» направления (θ_{1s}, θ_{2s}), а дифрагированного – от соответствующего ему направления точного синхронизма ($\psi_{is}(\theta_{1s}, \theta_{2s})$): $\Delta \theta_i = \theta_i - \theta_{is}$, $\Delta \psi_i = \psi_i - \psi_{is}$. Поскольку угловая расходимость падающего и дифрагированного пучков мала ($\sim 2^\circ$), что обусловлено малой угловой шириной синхронизма, представим связь дифрагированных пучков с падающими, используя формулы (3) и (4), в дифференциальном виде, разложив ее в ряд Тейлора по малым углам отклонения ($|\Delta \theta_i| \ll 1$) и ограничившись квадратичными членами:

$$\begin{aligned} \Delta \psi_i(\Delta \theta_1, \Delta \theta_2) &= \Delta \theta_i + b_{i1} \Delta \theta_1 + b_{i2} \Delta \theta_2 + c_{i11} \Delta \theta_1^2 + c_{i12} \Delta \theta_1 \Delta \theta_2 + c_{i22} \Delta \theta_2^2 \\ &\equiv A_i + A_{i1} + A_{i2} + A_{i11} + A_{i12} + A_{i22}. \end{aligned} \quad (5)$$

В этой формуле первый член A_i описывает тождественное преобразование пучка, а остальные – различные виды искажения изображения. Коэффициенты разложения имеют следующий физический смысл: b_{ij} описывает линейные искажения, а именно относительное изменение масштаба изображения (b_{11} и b_{22}) и его поворот (b_{12} и b_{21}), c_{ijk} – нелинейные (квадратичные) искажения. Хроматические искажения также описываются этой формулой, поскольку коэффициенты разложения зависят от параметра ξ , который имеет спектральную зависимость, обусловленную дисперсией показателей преломления.

Для оценки величины данных искажений был проведен их расчет для основных геометрий АО взаимодействия, используемых для фильтрации изображений. На рис.3 представлена зависимость от угла падения света θ_{1s} величин монохроматических линейных (A_{i1}, A_{i2}) и нелинейных ($A_{i11}, A_{i12}, A_{i22}$) искажений для широкоугольной АО дифракции с полной угловой апертурой $\delta \theta_i = 3^\circ$ в парателлурите на длине волны $\lambda = 633$ нм. Для сравнения на рис.3 приведены аналогичные зависимости для случая дифракции е-поляризованного света, рассчитанные ранее [17].

Анализ линейных искажений для одноосных кристаллов показывает, что среди них доминирующим является сжатие изображения ($A_{11} < 0$ и $A_{22} < 0$). При коллинеарной геометрии АО взаимодействия в перпендикулярном оптической оси направлении ($\theta_{1s} = \theta_{2s} = 0$) коэффициент сжатия одинаков по обеим осям ($A_{11} = A_{22}$), а при отклонении от этого направления преобладающим становится сжатие в азимутальной плоскости ($|A_{22}| > |A_{11}|$). Среди нелинейных искажений доминирующим является трапециевидность изображения, определяемая слагаемым A_{212} . С ростом θ_{1s} это искажение растет и при $\theta_{1s} > 80^\circ$ достигает нескольких процентов поля зрения.

Следует отметить особый характер коллинеарной геометрии дифракции вдоль оси x ($\theta_{1s} = \theta_{2s} = 0$). Во-первых,

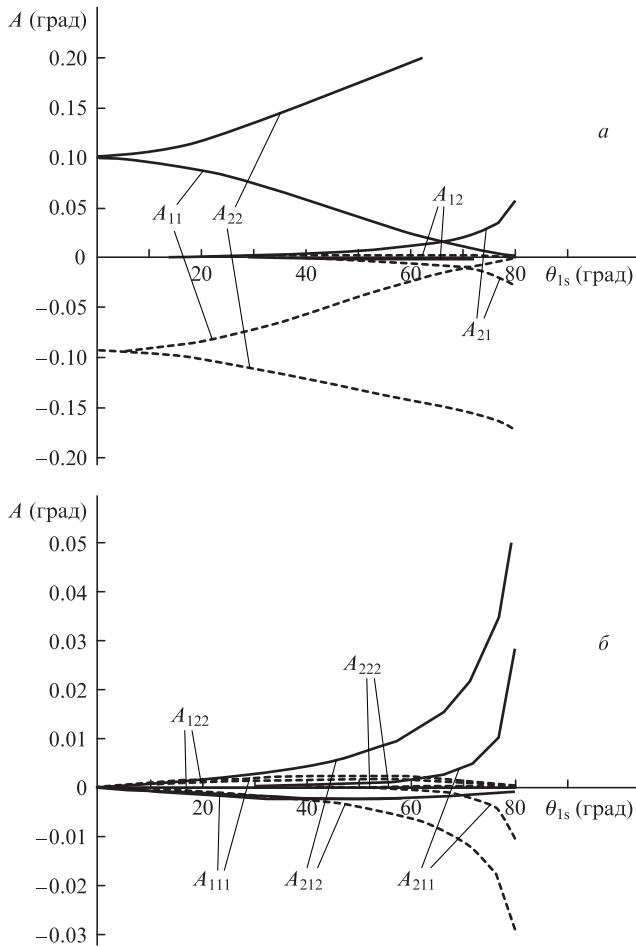


Рис.3. Зависимости от угла падения величин линейных (а) и нелинейных (б) искажений, вносимых в изображение широкоугольного АО дифракцией (TeO_2 , $\lambda = 633$ нм, $\delta\theta_1 = \delta\theta_2 = 3^\circ$), при дифракции е-поляризованного (сплошные кривые) и о-поляризованного (штриховые кривые) излучения. Приведены максимальные искажения, возникающие на краю поля зрения.

в этом случае искажения изображения первого порядка аксиально-симметричны, что ясно из оптической симметрии этого направления ([110]). Во-вторых, для данной геометрии искажения минимальны: наблюдается лишь небольшое уменьшение масштаба ($A_{11} = A_{22} > 0$) изображения, а значения остальных коэффициентов, описывающих линейные и нелинейные искажения, близки к нулю.

Спектральная зависимость величины искажений определяется дисперсией показателя преломления материала АО ячейки, и, например, в диапазоне 0.4 – 1.0 мкм при той же геометрии АО дифракции, что и для рис.3, величина искажений составляет примерно 5%–10%.

4. Моделирование

Для иллюстрации искажений, возникающих в результате АО взаимодействия, было проведено численное моделирование трансформации изображения в случае дифракции о-поляризованного света. На рис.4 показан эталонный объект (квадратная сетка) и его рассчитанные изображения на трех длинах волн, относящихся к разным участкам спектра: 0.38, 0.55 и 0.78 мкм. Расчет выполнен для реально используемого широкоугольного АО фильтра из TeO_2 ($\theta_1 = 73.6^\circ$, $\gamma_1 = -8^\circ$) с апертурой $\delta\theta_i = 3^\circ$ в случае о-поляризованного падающего излучения (рис.4,а) и

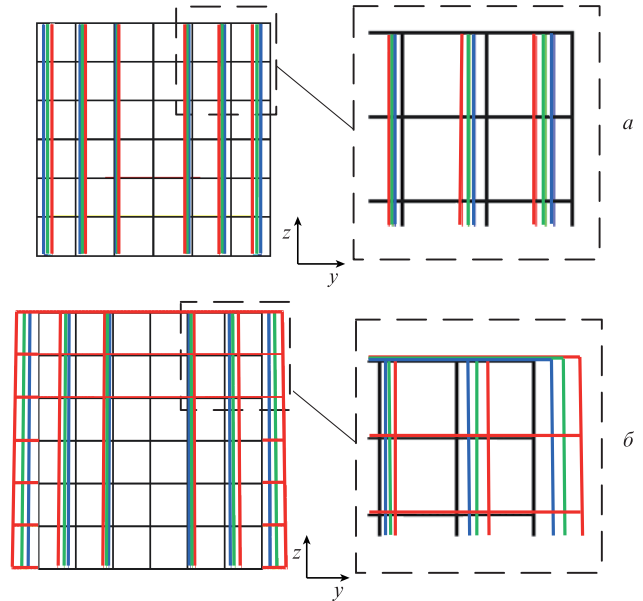


Рис.4. Объект (черный) и его рассчитанные спектральные изображения на $\lambda = 0.38$ мкм (синий), 0.55 мкм (зеленый) и 0.78 мкм (красный) при АО дифракции о-поляризованного (а) и е-поляризованного (б) излучения в широкоугольном фильтре ($\theta_1 = 73.6^\circ$) из TeO_2 с апертурой 3° . Цветной вариант рис.4 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

аналогичного АО фильтра ($\theta_1 = 73.6^\circ$, $\gamma_1 = -7.1^\circ$) в случае падения е-поляризованного излучения (рис.4,б). В этих случаях доминируют линейные искажения, причем в азимутальной плоскости изменение масштаба выражено значительно сильнее, чем в полярной ($|A_{22}| > |A_{11}|$), что вполне согласуется с зависимостями на рис.3.

Несовпадение изображений с объектом показывает наличие геометрических монохроматических aberrаций, описываемых главным образом коэффициентами b_{ij} . Несовпадение спектральных изображений между собой демонстрирует присутствие хроматических aberrаций, величина которых на краю поля зрения достигает 3%–4% от размера изображения. Асимметрия изображений, более заметная на их периферии, свидетельствует о влиянии перекрестных членов A_{112} и A_{212} .

Анализ коэффициентов искажений (рис.3) и рассчитанных спектральных изображений (рис.4) показывает, что в широкоугольном АО фильтре при любом заданном угле падения θ_{1s} вид поляризации незначительно влияет на величину линейных и нелинейных искажений, однако определяет их знак, т.е. в случае дифракции излучения с необыкновенной поляризацией изображение растягивается, а для обыкновенной поляризации – сжимается. Это позволяет обосновать разработанные методы компенсации искажений, вносимых АО ячейкой, за счет последовательной фильтрации в двух развернутых на 180° в полярной плоскости АО ячеек [15]. Ранее теоретическая возможность компенсации пространственно-спектральных искажений в такой схеме была показана лишь в линейном приближении [16].

5. Заключение

В настоящей работе впервые вне приближения малого двулучепреломления получены общие аналитические решения (3), описывающие зависимость величины волновой расстройки Δk и углов дифракции ψ_i от геометрии

АО взаимодействия (θ_i, γ_i), а также параметров кристалла (ξ) и ультразвуковой волны (Λ) в случае дифракции о-поляризованного излучения. Эти формулы позволяют проводить расчет величины пространственно-спектральных искажений изображений $\Delta\psi_i$, вносимых при АО дифракции, с точностью $\sim 10\%$ от угловой апертуры АО ячейки. Анализ этих искажений позволил выявить их основные типы: хроматическое асимметричное сжатие (уменьшение масштаба) и трапециевидность. Доминирующими являются линейные искажения в азимутальной плоскости A_{22} . Построены зависимости величин линейных и нелинейных искажений от угла падения света θ_{1s} . Проведенное сравнение коэффициентов этих искажений с соответствующими коэффициентами для случая дифракции е-поляризованного света показало, что их величины довольно близки по модулю, однако имеют противоположные знаки, что, в частности, создает предпосылки для разработки методов компенсации искажений, вносимых АО фильтрацией, за счет использования двух определенных образом расположенных АО ячеек.

Полученные в работе результаты могут быть использованы при анализе и синтезе оптических систем, включающих в себя АО ячейки для спектральной фильтрации изображений.

Работа поддержана грантами РФФИ № 14-00-10420_Ир, 13-02-12210 и 15-08-08696.

1. Bouhifd M., Whelan M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6628**, 662803 (2007).
2. He Z., Shu R., Wang J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8196**, 819625 (2011).
3. Inoue Y., Penuelas J. *Int. J. Remote Sens.*, **22** (18), 3883 (2001).
4. Pozhar V., Machihin A., Batshev V. *Photonics Lasers Medicine*, **2** (2), 153 (2013).
5. Висковатых А.В., Мачихин А.С., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Висковатых Д.А. *Письма в ЖТФ*, **40** (4), 33 (2014).
6. Kim D., Javidi B. *Techn. Dig. Biomedical Topical Meeting* (Washington, DC, OSA, 2004, Paper FH37).
7. Chang L., Yao D., Zhao B., Qiu Y. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8910**, 89101Z (2013).
8. Reichmann P., Fried D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8208**, 82080E (2012).
9. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Радиотехника и электроника*, **41** (10), 1272 (1996).
10. Martin M., Wabuye M., Panjehpour M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5692**, 133 (2005).
11. Gat N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4056**, 50 (2000).
12. Ryu S., You J., Kwak Y., Kim S. *Opt. Express*, **16** (22), 17138 (2008).
13. Мачихин А.С., Пожар В.Э. *Квантовая электроника*, **40** (9), 837 (2010).
14. Мачихин А.С., Пожар В.Э. *ПТЭ*, №6, 92 (2009).
15. Мазур М.М., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Шорин В.Н. *Успехи современной радиоэлектроники*, **10**, 19 (2006).
16. Pozhar V., Pustovoit V. *Photonics Optoelectron.*, **4** (2), 67 (1997).
17. Pozhar V., Machihin A. *Appl. Opt.*, **51** (19), 4513 (2012).
18. Chang I.C. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 370 (1974).