

# Акустооптическая обработка изображений в когерентном свете

В.И.Балакший, В.Б.Волошинов

*Представлены результаты работ, выполненных на кафедре физики колебаний физического факультета МГУ в области когерентной акустооптической обработки изображений. Показано, что основой данного метода обработки является фильтрация пространственного спектра оптического сигнала акустооптической ячейкой. Наибольшее внимание уделено анализу передаточной функции ячейки в зависимости от среза кристалла, геометрии акустооптического взаимодействия и параметров акустической волны. Показано, что с помощью акустооптической ячейки можно осуществлять дифференцирование и интегрирование изображений, а также визуализацию фазовых объектов. Представлены результаты эксперимента и компьютерного моделирования, иллюстрирующие возможности акустооптической обработки изображений.*

**Ключевые слова:** акустооптическое взаимодействие, брэгговская дифракция, когерентная передаточная функция, пространственная фильтрация, оптическая обработка информации, визуализация фазовых объектов, оконтуривание изображений.

## 1. Введение

В настоящее время акустооптические (АО) методы управления оптическим излучением находят широкое применение в различных областях науки и техники. С помощью АО взаимодействия можно эффективно воздействовать на амплитуду, частоту, фазу и поляризацию световой волны, менять направление ее распространения [1–4]. Такие АО приборы, как модуляторы, дефлекторы и фильтры, отличаются высоким быстродействием, малыми управляющими напряжениями, надежностью и простотой конструкции. Эти достоинства обеспечили их широкое использование не только в лазерной физике, но также и в экологии, медицине, военном деле.

Применение АО взаимодействия не ограничивается указанными устройствами. Одним из направлений современной акустооптики является обработка оптических изображений путем воздействия акустической волны на их амплитудную и фазовую структуру. Начало данному направлению исследований положили работы сотрудников кафедры физики колебаний физического факультета МГУ, выполненные в 1980-е годы [5–10]. В этих работах было показано, что при определенных условиях АО ячейка действует на проходящую через нее световую волну как линейный фильтр пространственных частот. Передаточная функция такого фильтра отражает селективные свойства АО взаимодействия. Конкретная форма передаточной функции и, следовательно, закон преобразования изображения зависят от структуры акустического пучка и от геометрии АО взаимодействия. Было показано,

что с помощью АО ячейки можно осуществлять такие классические виды обработки изображений, как их дифференцирование и интегрирование, а также проводить визуализацию фазовых объектов [9–11]. По сравнению с другими методами обработки изображений [12] АО метод обладает рядом преимуществ. АО пространственные фильтры не чувствительны к месту расположения в оптической системе, не требуют точной юстировки и дополнительной оптики для осуществления пространственного преобразования Фурье. Однако главное достоинство таких фильтров заключается в простоте и высокой скорости их перестройки (путем изменения параметров акустической волны), что позволяет обрабатывать поступающую информацию в реальном времени.

Последующие экспериментальные исследования, выполненные в нашей стране [13–15] и за рубежом [16–20], подтвердили высокую эффективность АО метода обработки изображений. В этих экспериментах использовался как нулевой, так и первый порядок брэгговской дифракции. Обработка двумерных изображений осуществлялась либо с помощью двух скрещенных АО ячеек, расположенных последовательно, либо одной ячейкой с особой геометрией АО взаимодействия.

В данной работе изложены результаты исследований, выполненных в области АО обработки изображений преимущественно за последнее время. Основное внимание уделено выбору оптимальной геометрии АО взаимодействия. Представлены как экспериментальные результаты, так и примеры компьютерного моделирования.

## 2. Передаточная функция АО ячейки

Один из возможных вариантов схемы АО обработки изображений показан на рис. 1. Линза 1 переносит световое поле, сформированное объектом 2, в плоскость регистрации 3. Несущая изображение световая волна, проходя через АО ячейку 4, дифрагирует в акустическом по-

В.И.Балакший, В.Б.Волошинов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: balakshy@phys.msu.ru; volosh@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 12 июля 2004 г., после доработки – 24 ноября 2004 г.

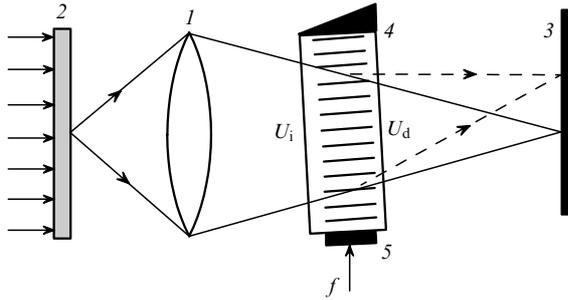


Рис.1. Принципиальная схема системы АО обработки изображений: 1 – линза; 2 – транспарант; 3 – плоскость регистрации; 4 – АО ячейка; 5 – пьезопреобразователь.

ле, созданном пьезоэлектрическим преобразователем 5. В брэгговском режиме дифракции, предполагаемом в последующем анализе, спектр продифрагировавшего излучения содержит только два максимума – нулевого и первого порядков. Место расположения АО ячейки в системе не критично, важно лишь, чтобы не происходило виньетирования светового пучка конечной апертурой ячейки.

Поскольку АО взаимодействие линейно по отношению к световому полю, рассматривая прохождение через АО ячейку произвольного светового пучка, можно воспользоваться спектральным методом [3, 12]. В том случае, когда в ячейке по оси  $z$  распространяется монохроматическая акустическая волна с частотой  $\Omega$  и волновым числом  $K = \Omega/V = 2\pi f/V$ , где  $V$  – скорость звука, пространственные спектры падающего ( $U_i$ ) и продифрагировавшего ( $U_d$ ) излучения связаны соотношением [2, 6]

$$U_d(\vartheta_d) = \exp(j\Omega t) \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\vartheta_i) H_a^{(1)}(\vartheta_i) \times \delta\left(\vartheta_d - \frac{K}{k} - \vartheta_i\right) d\vartheta_i, \quad (1)$$

где  $\vartheta_i$  и  $\vartheta_d$  – углы в плоскости АО взаимодействия  $xz$ , отсчитываемые от оси  $x$ ;  $k = 2\pi n/\lambda$  – волновое число света;  $\lambda$  – длина световой волны в вакууме;  $n$  – показатель преломления;  $j$  – мнимая единица.

Выражение (1) позволяет рассматривать АО ячейку как линейную оптическую систему с передаточной функцией  $H_a^{(1)}$ . Это не совсем обычная система, подобная тем, что используются в оптической обработке информации [12]. Помимо пространственной фильтрации оптического сигнала, АО ячейка смещает спектр сигнала в целом по оси временных частот на величину  $\Omega$  (за счет эффекта Доплера), а также по оси пространственных частот  $f_z = n\vartheta_i/\lambda$  на величину  $K/2\pi$ . Сдвиг по оси временных частот описывается множителем  $\exp(j\Omega t)$ , тогда как сдвиг по оси пространственных частот – интегралом в формуле (1).

В режиме брэгговской дифракции, когда дифракционный спектр состоит только из двух максимумов (нулевого и первого порядков), передаточная функция определяется выражением [6]

$$H_a^{(1)}(\vartheta_i) = -\frac{A}{2} \operatorname{sinc} \left[ \frac{(A^2 + R^2)^{1/2}}{2\pi} \right], \quad (2)$$

где  $A$  – параметр Рамана–Ната, пропорциональный

амплитуде акустической волны;  $R = \eta l = Kl(\vartheta_i - \vartheta_B)$  – безразмерная расстройка;  $l$  – ширина акустического пучка в плоскости АО взаимодействия  $xz$ ,  $\vartheta_B$  – угол Брэгга;  $\operatorname{sinc}(x) \equiv \sin \pi x / \pi x$ . По физическому смыслу передаточная функция представляет собой угловую характеристику АО взаимодействия. Следовательно, фильтрующие свойства ячейки определяются угловой селективностью АО эффекта. При малой эффективности дифракции формула (2) упрощается:

$$H_a^{(1)}(\vartheta_i) = -\frac{A}{2} \operatorname{sinc} \frac{R}{2\pi} = -\frac{A}{2} \operatorname{sinc} \left[ \frac{Kl}{2\pi} (\vartheta_i - \vartheta_B) \right]. \quad (3)$$

Передаточная функция позволяет определить полосу пропускания пространственных частот  $\Delta f_z = n\Delta\vartheta_i/\lambda$  и минимальный размер разрешимого элемента изображения, формируемого в продифрагировавшем пучке:

$$\Delta\vartheta_i = 0.89 \frac{V}{lf} = 0.89\varphi_s, \quad d_{\min} = 1.22 \frac{\lambda lf}{nV} = 1.22 \frac{\lambda}{n\varphi_s}, \quad (4)$$

где  $\varphi_s = V/lf$  – угол расходимости акустического пучка в плоскости  $xz$ . Например, для типичных параметров  $l = 0.5$  см,  $f = 100$  МГц,  $n = 2$ ,  $V = 3 \times 10^5$  см/с и  $\lambda = 0.6$  мкм имеем  $d_{\min} = 0.056$  мм (пространственное разрешение 18 лин./мм). Это означает, что при любой оптике и любой линейной апертуре АО ячейки невозможно получить в продифрагировавшем пучке изображение лучшего качества, поскольку спектральные компоненты, несущие информацию о более мелких деталях исходного изображения, пройдут через ячейку, не испытав дифракции. Увеличение частоты ультразвука  $f$  ведет к возрастанию АО селективности, вследствие чего угловой диапазон ячейки  $\Delta\vartheta_i$  сужается, а пространственное разрешение ухудшается.

Появление расходимости акустического пучка  $\varphi_s$  в формулах (4) не случайно, т. к. известно [2], что в режиме малой эффективности дифракции угловая характеристика АО взаимодействия представляет собой диаграмму направленности излучателя звука. Поэтому, варьируя структуру пьезопреобразователя, можно получать разные передаточные функции АО ячейки. В сильном акустическом поле передаточная функция искажается. Как следует из формулы (2), с ростом акустической мощности угловой диапазон  $\Delta\vartheta_i$  сужается, однако в интервале  $0 < A < \pi$ , который представляет наибольший практический интерес, этот эффект не превышает 10 %.

В режиме сильного АО взаимодействия нулевой порядок дифракции также можно использовать для пространственной фильтрации изображений. Передаточная функция нулевого порядка имеет вид [6]

$$H_a^{(0)}(\vartheta_i) = \left\{ \cos \left[ \frac{(A^2 + R^2)^{1/2}}{2} \right] - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \left[ \frac{(A^2 + R^2)^{1/2}}{2\pi} \right] \right\} \exp \left( j \frac{R}{2} \right). \quad (5)$$

Отметим, что, в отличие от первого порядка, функция  $H_a^{(0)}$  является комплексной. Это означает, что при прохождении светового пучка через АО ячейку меняется не только амплитудная, но и фазовая структура изображения. Модуль и аргумент функции  $H_a^{(0)}$  показаны на рис.2.

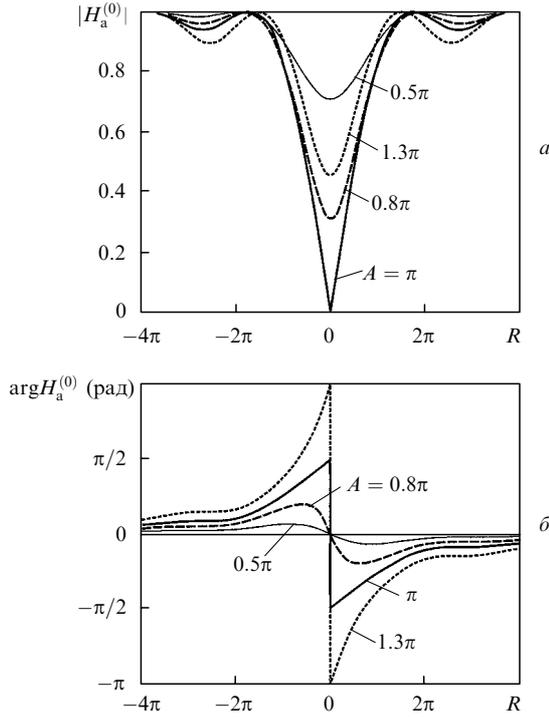


Рис.2. Модуль (а) и аргумент (б) передаточных функций нулевого порядка брэгговской дифракции при разных значениях параметра Рамана – Ната  $A$ .

### 3. Тангенциальная геометрия АО взаимодействия

Все представленные выше результаты справедливы, когда показатели преломления падающего ( $n_i$ ) и продифрагировавшего ( $n_d$ ) света не зависят от углов падения ( $\vartheta_i$ ) и дифракции ( $\vartheta_d$ ). Главная особенность этого варианта заключается в том, что угловой диапазон  $\Delta\vartheta_i$  не зависит от геометрии АО взаимодействия, а определяется только расходом звуковой ультразвука  $\varphi_s$ . Для большинства случаев как изотропной, так и анизотропной дифракции [2] такое приближение вполне приемлемо, т. к. диапазон  $\Delta\vartheta_i$ , как правило, не превышает нескольких градусов. Исключения составляют лишь области так называемой тангенциальной геометрии, где  $d\vartheta_B/df \rightarrow \infty$ .

Обозначим частоту, на которой  $df/d\vartheta_B = 0$ , через  $f_t$ , а соответствующий ей угол Брэгга – через  $\vartheta_B^{(t)}$ . Тогда, введя безразмерные параметры

$$Q = 2\pi \frac{\lambda f_t^2}{nV^2}, \quad F = \frac{f}{f_t}, \quad \Theta = \vartheta / \frac{\lambda f_t}{2nV}, \quad N_i'' = \frac{1}{n_i} \frac{d^2 n_i}{d\vartheta_i^2} \Big|_{\vartheta_B^{(t)}}, \quad (6)$$

получим следующее выражение для передаточной функции первого порядка [2]:

$$H_a^{(1)}(\Theta_i) = -\frac{A}{2} \operatorname{sinc} \frac{R}{2\pi} = -\frac{A}{2} \operatorname{sinc} \left\{ \frac{Q}{4\pi} [(F^2 - 1) + (F - 1)\Theta_i + \frac{N_i''}{4} (\Theta_i - \Theta_B^{(t)})^2] \right\}. \quad (7)$$

Условие фазового синхронизма  $R = 0$  определяет частотную зависимость угла Брэгга:

$$\Theta_B(F) = \left[ \Theta_B^{(t)} \frac{2(F - 1)}{N_i''} \right] \times \left\{ 1 \pm \left[ 1 - N_i'' \frac{N_i'' \Theta_B^{(t)2} + 4(F^2 - 1)}{[N_i'' \Theta_B^{(t)} - 2(F - 1)]^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (8)$$

Эта зависимость для тангенциальной области показана на рис.3,а сплошной кривой. При  $F > 1$  кривая имеет две ветви, которые соответствуют знакам «+» в формуле (8). Две штриховые линии ограничивают область пропускания АО ячейки по уровню 3 дБ. (Границы области пропускания построены для  $Q = 2\pi$ .) Расчет сделан для случая анизотропной дифракции в кристалле парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ), когда плоскость АО взаимодействия составляет угол  $\alpha = 14^\circ$  с оптической осью. Для этого среза кристалла  $f_t = 67.7$  МГц,  $\vartheta_B^{(t)} = -15.3^\circ$ ,  $\Theta_B^{(t)} = -17.5$ ,  $N_i'' = 0.103$  (при  $\lambda = 0.63$  мкм).

На рис.3,б представлены передаточные функции первого порядка дифракции, рассчитанные по формуле (7) для разных частот ультразвука. Эти функции существенно отличаются от описанных формулой (1). Минимальные искажения АО ячейка вносит в оптический сигнал при  $F = 1$ , когда передаточная функция имеет уплощенную вершину (кривая 1). В этом случае угловой диапазон ячейки  $\Delta\Theta_i^{(t)} = 9.5/(Q|N_i''|)^{1/2}$ . С увеличением  $F$  в центре передаточной функции появляется провал, а при  $F > F_m$ , где  $F_m = (1 - 5.6)/[Q(\Theta_B^{(t)} + 2)]$ , угловой диапазон распадается на две области (кривая 2), ширины которых быстро уменьшаются при увеличении частоты, приближаясь к значениям, определяемым формулой (4). Самый широкий диапазон достигается при  $F = F_m$  (кривая 3). Здесь он в 58 раз шире, чем при обычной геометрии взаимодействия.

Слабая угловая селективность является отличительной чертой тангенциальной геометрии, нашедшей применение в неколлинеарных АО видеофильтрах, которые используются для селекции изображений по длинам волн [21]. С точки зрения пространственной фильтрации изо-

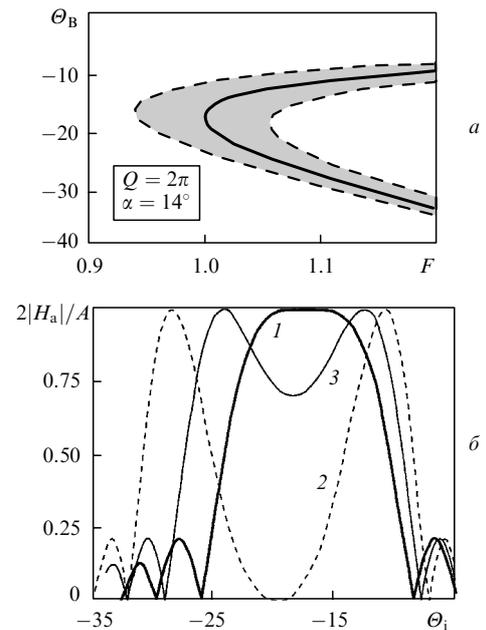


Рис.3. Тангенциальная геометрия АО взаимодействия в парателлуриате: а – область пропускания АО ячейки; б – передаточные функции при  $F = 1$  (1), 1.122 (2), 1.057 (3).

бражений эта геометрия также очень привлекательна, поскольку позволяет фильтровать либо низкие (кривая 1), либо высокие (кривая 2) пространственные частоты [7, 8]. В первом случае на выходе получается проинтегрированное, а во втором – продифференцированное изображение. При этом перестройка в системе от одного закона обработки к другому осуществляется очень быстро – за микросекунды, т. е. за время, которое необходимо, чтобы в ячейке установилась акустическая волна новой частоты.

#### 4. Пространственная фильтрация двумерных изображений

Обработка двумерных изображений методами акустооптики имеет ряд особенностей, обусловленных тем, что селективность АО эффекта проявляется, как правило, лишь в плоскости взаимодействия. На рис.4,а показана двумерная структура передаточной функции  $H_a^{(1)}(\vartheta_i, \chi)$  для случая АО взаимодействия в изотропной среде. Угол  $\vartheta_i$  отсчитывается, как и раньше, в плоскости взаимодействия  $xz$ , а угол  $\chi$  – в ортогональной плоскости  $xy$ . Яркость картины в каждой точке пропорциональна  $|H_a^{(1)}|$ . Центру картины соответствует нулевая пространственная частота. Светлая дугообразная полоса представляет собой область пространственных частот  $f_z = n\vartheta_i/\lambda$  и  $f_y = n\chi/\lambda$ , пропускаемых АО ячейкой. Сечение этой области вертикальной прямой дает функцию  $|H_a^{(1)}(\vartheta_i)|$ , описываемую формулой (3). Две слабые дугообразные полосы – это боковые лепестки функции sinc. Из рис.4 ясно, что в рассматриваемом случае ячейка осуществляет одномерную фильтрацию оптического сигнала – в плоскости  $xz$ , т. к. селективность по пространственным частотам в плоскости  $xy$  практически отсутствует. Поэтому для двумерной фильтрации необходимо либо последовательно расположить две скрещенные ячейки, либо возбудить в одной ячейке две акустические волны в ортогональных направлениях [17–19].

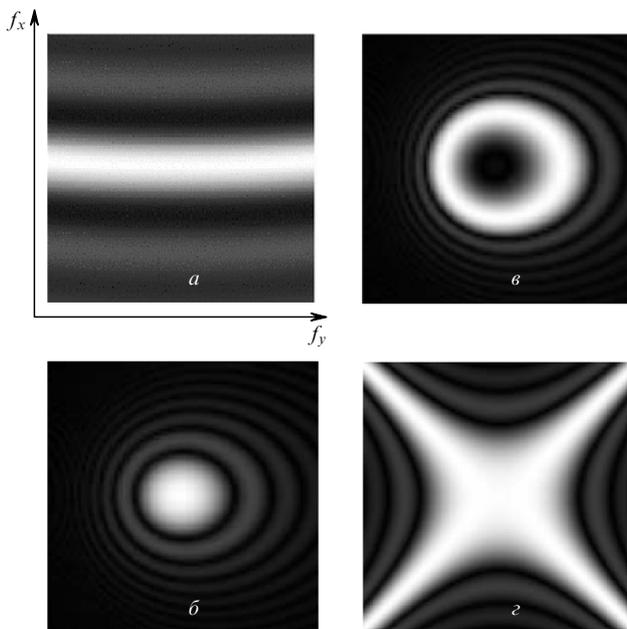


Рис.4. Двумерные передаточные функции: а – изотропная среда; б, в – анизотропная дифракция, тангенциальная геометрия; г – анизотропная дифракция, коллинеарная геометрия.

В наших работах [7, 8, 14, 15, 22] было предложено использовать для обработки двумерных изображений особые геометрии АО взаимодействия, реализуемые лишь при анизотропной дифракции. При этом обработка осуществляется с использованием только одной ячейки. Один из возможных вариантов – тангенциальная геометрия, рассмотренная выше. Оказалось, что в этом случае угловая селективность проявляется практически одинаково как в плоскости взаимодействия, так и в ортогональной плоскости. В связи с этим передаточная функция имеет почти осесимметричный характер (см. рис.4,б и в). Для расчета передаточной функции можно воспользоваться формулой (2) с расстройкой  $R$ , определяемой выражением [15]

$$R = \frac{2\pi l}{\lambda} \left[ -n_i \sin \vartheta_i \pm (n_d^2 - n_i^2 \cos^2 \vartheta_i)^{1/2} - \frac{\lambda f}{V} \right], \quad (9)$$

в котором надо учесть зависимость показателей преломления  $n_i$  и  $n_d$  в общем случае от углов  $\vartheta_i$ ,  $\vartheta_d$  и  $\chi$ . Расчет выполнен для кристалла молибдата кальция  $\text{CaMoO}_4$ . Варианты на рис.4,б и в различаются частотой ультразвука (49.3 и 49.6 МГц) и соответствуют одномерным характеристикам 1 и 2 на рис.3,б. Таким образом, в АО системе пространственной фильтрации для перехода от режима интегрирования изображения к режиму его дифференцирования не требуется смена пространственного фильтра, как в классической схеме [12]; достаточно изменить частоту ультразвука всего лишь на 0.3 МГц.

Еще один интересный для обработки изображений вариант АО взаимодействия имеет место при квазиколлинеарной дифракции [2], когда взаимодействующие пучки распространяются перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла. Расстройка в этом случае определяется выражением

$$R = \frac{2\pi l}{\lambda} \left\{ n_i \cos \vartheta_i \mp \left[ n_d^2 - \left( n_i \sin \vartheta_i + \frac{\lambda f}{V} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (10)$$

где  $l$  – длина ячейки в направлении распространения ультразвука. На частоте коллинеарного синхронизма  $f_c = |n_d - n_i|V/\lambda$  передаточная функция имеет вид креста с лучами, ориентированными под углами  $\pm 45^\circ$  к оптической оси (рис.4,г). В этом случае возможно избирательное дифференцирование изображений по оси  $y$  или  $z$ .

#### 5. Компьютерное моделирование

В данном разделе представлены результаты компьютерного моделирования процесса обработки изображений методом АО пространственной фильтрации. В качестве объекта был взят непрозрачный экран с тремя одинаковыми эквидистантно расположенными отверстиями прямоугольной формы (рис.5,а). Спектр входного оптического сигнала, найденный с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ), умножался на передаточную функцию, а затем с помощью обратного БПФ рассчитывалось выходное изображение.

На рис.5,б иллюстрируется случай, когда передаточная функция имеет тот же вид, что и на рис.4,б. В этом варианте АО ячейка пропускает низкочастотные составляющие оптического спектра, поэтому происходит сглаживание резких перепадов интенсивности. Такое преобразование изображения соответствует операции интегри-

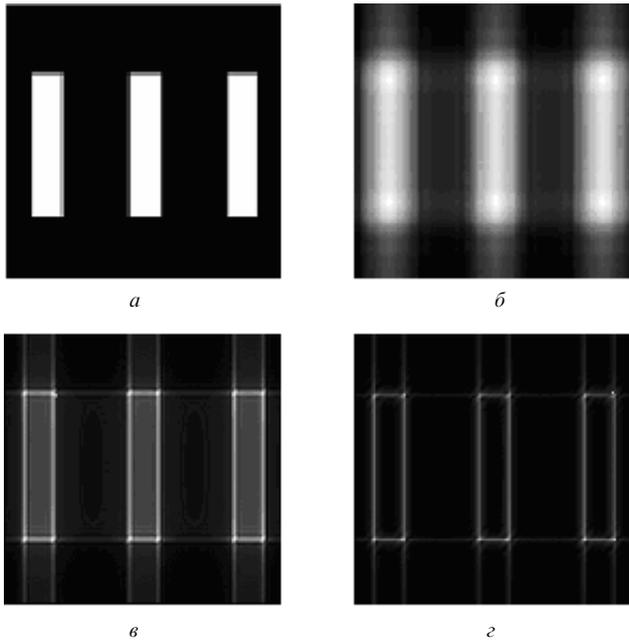


Рис.5. Компьютерное моделирование АО обработки изображений: *a* – исходное изображение; *b* – выходное изображение в первом порядке дифракции для передаточной функции, изображенной на рис.4,б; *c* – выходное изображение в первом порядке дифракции для передаточной функции, изображенной на рис.4,в; *d* – выходное изображение в нулевом порядке дифракции для варианта рис.4,б.

рования. При увеличении частоты ультразвука изменяется закон преобразования. В случае рис.4,в нулевая компонента спектра полностью подавляется, а дифракцию испытывают только высокочастотные составляющие. В результате в выходном изображении подчеркиваются области резких перепадов интенсивности; возникает так называемый эффект оконтуривания (рис.5, в). Еще ярче этот эффект проявляется в нулевом порядке дифракции (рис.5,д).

## 6. Экспериментальные результаты

Представленные ниже результаты получены при использовании АО ячейки, изготовленной из кристалла парателлурита. Ячейка работала в области тангенциальной геометрии. Поперечная акустическая волна возбуждалась в плоскости  $(1\bar{1}0)$  под углом  $81.4^\circ$  к оптической оси. Для этого среза кристалла  $f_t = 97.9$  МГц и брэгговский угол  $\vartheta_B^{(t)} = 11.3^\circ$  (при  $\lambda = 0.63$  мкм). Пьезопреобразователь имел следующие размеры:  $l = 1.0$  см в плоскости взаимодействия и  $b = 0.6$  см – в ортогональной плоскости. Таким образом, линейная апертура ячейки была равна  $0.6 \times 1.0$  см, а постоянная времени ячейки, определяющая быстродействие системы, составляла 16 мкс. Расширенный телескопом световой пучок от He–Не лазера освещал слайд с записанным на нем изображением. Это изображение затем проецировалось входной линзой в плоскость ячейки. Выходная линза формировала обработанное изображение на экране или на входном окне ПЗС-матрицы.

Рис.6, на котором показаны исходный и отфильтрованный оптические сигналы, иллюстрирует работу системы в режиме дифференцирования изображения. В этом случае световой пучок падал на ячейку под углом Брэгга, а мощность ультразвука на частоте  $f_t$  была подобрана

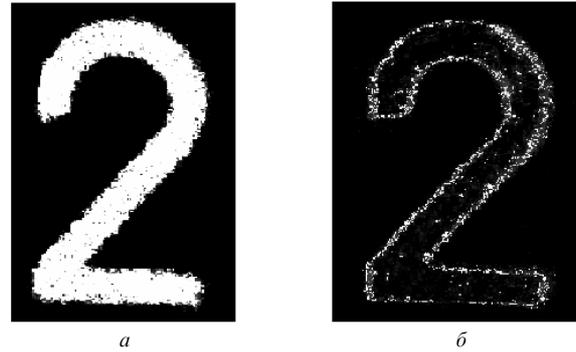


Рис.6. Результаты эксперимента: *a* – исходное изображение; *b* – изображение на выходе в нулевом порядке дифракции.

так, чтобы эффективность дифракции для осевой компоненты пучка приближалась к 100%. Это обеспечило практически полное подавление нулевой спектральной составляющей в нулевом порядке дифракции. Для других составляющих пропускание фильтра росло по мере их удаления от оси пучка. Результатом явилось оконтуривание изображения.

## 7. Визуализация фазовых объектов

Световая волна, проходя через объект или отражаясь от него, модулируется в общем случае как по амплитуде, так и по фазе. Однако глаз или любой другой фоточувствительный прибор способен регистрировать изменение лишь интенсивности (амплитуды) света. Поэтому при обычных способах наблюдения вся информация об объекте, содержащаяся в фазовой модуляции, теряется, хотя она может быть очень важной, а в некоторых случаях (для фазовых объектов) и единственной информацией о предмете. Чтобы зарегистрировать фазовую модуляцию света, ее сначала надо превратить в амплитудную.

Проблему регистрации фазовой структуры световых полей (или, другими словами, визуализации фазовых объектов) можно отнести к числу классических проблем волновой оптики. Повышенный интерес к ней, возникший в последнее время, обусловлен развитием лазерной физики и адаптивной оптики. Известны несколько методов визуализации фазовых объектов: теневой, фазово-контрастный, интерференционный и др. [12] Некоторые из них основаны на пространственной фильтрации оптического сигнала в фурье-плоскости. Так, в методе темного поля с помощью экрана устраняется нулевая составляющая спектра сигнала, в фазово-контрастном методе эта составляющая сдвигается по фазе на  $\pi/2$ , а в методе свилей экранируется половина фурье-плоскости.

В наших работах [9–11] предложен и исследован новый метод визуализации фазовых объектов, основанный на фильтрующих свойствах АО ячейки. С его помощью можно, в зависимости от вида передаточной функции, реализовать разные законы преобразования фазы световой волны в интенсивность. При этом переход от одного закона к другому не требует переюстировки системы и может быть осуществлен за микросекунды. Возможности метода иллюстрируются ниже результатами компьютерного моделирования.

При моделировании предполагалось, что фазовым объектом служит идеально прозрачная, однородная по толщине стеклянная пластинка, на которую наложены

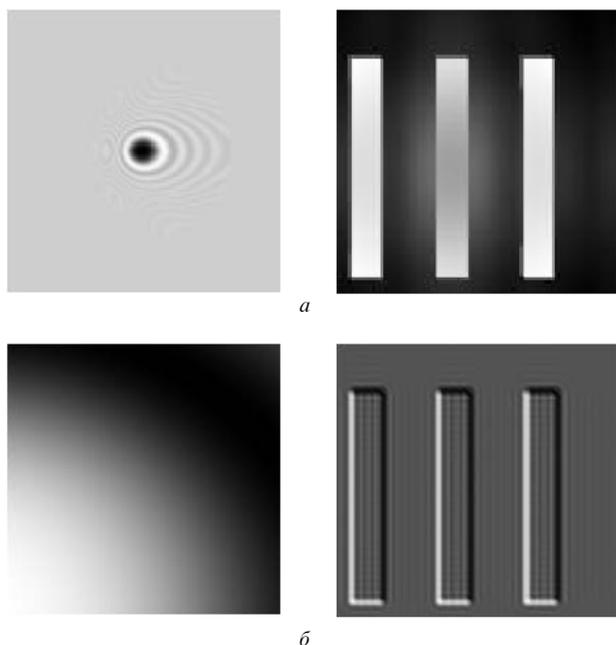


Рис.7. Компьютерное моделирование АО визуализации фазовых объектов: (слева – передаточная функция, справа – визуализированное изображение):

*a* – визуализация по методу темного поля; *б* – визуализация фазового градиента.

три одинаковые стеклянные пластинки прямоугольной формы (фазовый аналог амплитудного объекта, изображенного на рис.5,*a*). На рис.7,*a* слева показана передаточная функция нулевого порядка дифракции тангенциальной геометрии, а справа – визуализированное изображение. По существу здесь мы имеем дело с АО аналогом метода темного поля, т.к. нулевая компонента полностью удаляется из спектра оптического сигнала. Интенсивность в каждой точке визуализированного изображения пропорциональна квадрату фазы светового поля. Однако если рабочую точку сместить на склон передаточной функции (рис.7,*б*, слева), то вид визуализированного изображения кардинально изменится (рис.7,*б*, справа). В этом случае распределение интенсивности света на выходе пропорционально фазовому градиенту в направлении градиента передаточной функции. Хорошо видно, что положительные и отрицательные значения градиента визуализируются по-разному, а в целом картина представляет собой псевдообъемное изображение волнового фронта исходной световой волны.

## 8. Заключение

В работе кратко изложены результаты исследований АО метода обработки изображений, основанного на селективных свойствах брэгговской дифракции. Показано, что с использованием этого метода легко реализуются

такие важные виды обработки, как дифференцирование и интегрирование изображения, а также визуализация волнового фронта световой волны. При этом переход от одного вида к другому осуществляется чрезвычайно быстро – путем изменения параметров акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Вид обработки определяется передаточной функцией ячейки, которая зависит как от структуры пьезопреобразователя, так и от используемого среза кристалла, выбранной геометрии АО взаимодействия, частоты и амплитуды акустической волны.

По сути АО метод является методом когерентной обработки изображений, поскольку он позволяет управлять как амплитудной, так и фазовой структурой светового поля. Его принципиальное отличие от всех других методов когерентной обработки заключается в том, что АО ячейка непосредственно воздействует на угловой спектр оптического сигнала, в связи с чем нет необходимости формировать этот спектр с помощью фурье-линзы, а сама ячейка может быть установлена в разных местах на пути светового пучка, лишь бы только не было виньетирования пучка конечной апертурой ячейки.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 02-07-90448).

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
3. Парыгин В.Н., Балакший В.И. *Оптическая обработка информации* (М., изд. Моск. ун-та, 1987).
4. Корпел А. *Акустооптика* (М.: Мир, 1993).
5. Балакший В.И. *Труды сем. «Методы и средства обработки оптической информации»* (М.: Знание, 1983, с.139).
6. Балакший В.И. *Радиотехника и электроника*, **29**, 1610 (1984).
7. Волошинов В.Б., Балакший В.И., Беликов И.Б. и др. *А.с.* № 1378620 (1987).
8. Волошинов В.Б., Беликов И.Б., Балакший В.И., Парыгин В.Н. *А.с.* № 1436686 (1988).
9. Балакший В.И., Кукушкин А.Г. *Оптика и спектроскопия*, **64**, 99 (1988).
10. Балакший В.И., Григоров С.Д., Колосов М.А. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 1381 (1990).
11. Balakshy V.I. *Opt. Laser Techn.*, **28**, 109 (1996).
12. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
13. Voloshinov V.B., Babkina T.M. *Pure Appl. Opt.*, **3**, S54 (2001).
14. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Babkina T.M. *Opt. Eng.*, **41**, 1273 (2002).
15. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., Kostyuk D.E. *J. Modern Opt.*, **51**, 23552374 (2004).
16. Banerjee P.P., Cao D., Gibbs P.M., Poon T.-C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2463**, 158 (1995).
17. Xia J., Dunn D., Poon T.-C., Banerjee P.P. *Opt. Commun.*, **128**, 1 (1996).
18. Banerjee P.P., Cao D., Poon T.-C. *Appl. Opt.*, **36**, 3086 (1997).
19. Banerjee P.P., Poon T.-C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3581**, 48 (1998).
20. Cao D., Banerjee P.P., Poon T.-C. *Appl. Opt.*, **37**, 3007 (1998).
21. Voloshinov V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3584**, 116 (1998).
22. Balakshy V.I., Asratyan K.R., Molchanov V.Ya. *Pure Appl. Opt.*, **3**, S87 (2001).