

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОПЕРИРУЮЩИЙ В ПЕРВОМ ДИФРАКЦИОННОМ ПОРЯДКЕ

© 2021 г. В. М. Котов^{а,*}, А. И. Воронко^а

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 11.02.2021 г.

После доработки 10.03.2021 г.

Принята к публикации 17.03.2021 г.

Исследованы характеристики акустооптической (а.о.) брэгговской ячейки двухцветного излучения в качестве дифференциального фильтра пространственных частот, в котором рабочим является первый дифракционный порядок. Показано, что в общем случае невозможно обеспечить двумерное дифференцирование изображения одновременно на двух длинах волн. Найден вариант, позволяющий перейти от одной длины волны к другой с сохранением операции двумерного дифференцирования посредством изменения мощности звука. Вариант экспериментально подтвержден на примере формирования двумерного контура с использованием двухцветного излучения Ar-лазера, генерирующего на длинах волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, и а.о.-ячейки из TeO_2 , работающей на частоте звука 51 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816221040212

ВВЕДЕНИЕ

Для обработки оптических изображений широко используются акустооптические (а.о.) фильтры пространственных частот, позволяющие выполнять различные операции с изображениями: дифференцирование и интегрирование, дублирование изображений, устранение шума посредством спектральной фильтрации и т.д. [1–3]. А.о.-фильтры характеризуются высоким быстродействием, малыми управляющими напряжениями, надежностью, простотой конструкции и широким диапазоном перестройки параметров [4].

Как правило, а.о.-фильтры, разрабатываемые по сегодняшний день, оперируют только с монохроматическим излучением. Это вызвано высокой селективностью брэгговской а.о.-дифракции к длине волны света. В настоящей работе описывается а.о.-фильтр пространственных частот двухцветного излучения, являющийся составной частью систем оптической фурье-обработки изображений. Такие фильтры основаны на режимах брэгговской а.о.-дифракции, обнаруженных сравнительно недавно, которые позволяют обеспечить брэгговский синхронизм двухцветного излучения с одной акустической волной (см., например, [5–8]).

Рассматриваемый в данной работе фильтр предназначен для выполнения операции диффе-

ренцирования изображения, следствием которой является, в частности, выделение контура изображения [9]. Эта операция позволяет существенно снизить объемы обрабатываемой информации, в то же время контур несет в себе такие важные характеристики объектов, как его форму и размеры, характер перемещения и т.п.

Использование фильтров, обрабатывающих излучение на двух длинах волн, позволяет выполнять измерения по двум независимым каналам, тем самым существенно увеличивая надежность и помехоустойчивость измерений.

Добавим к сказанному, что исследователи зачастую предпочитают использовать нулевой брэгговский порядок. Это позволяет упростить юстировку оптической системы фурье-обработки изображений. Кроме того, изображение не смещается в процессе изменения ряда параметров а.о.-дифракции (например, частоты звука). Однако нулевой порядок, как правило, сильно “зашумлен”, поскольку содержит все излучение, в том числе и большую долю “ненужного” света, влияющего на качество обрабатываемого изображения. Первый же порядок позволяет отклонять изображение от общего светового потока, тем самым резко уменьшая шумовую составляющую оптического распределенного сигнала. Кроме того, при использовании двухцветного излучения

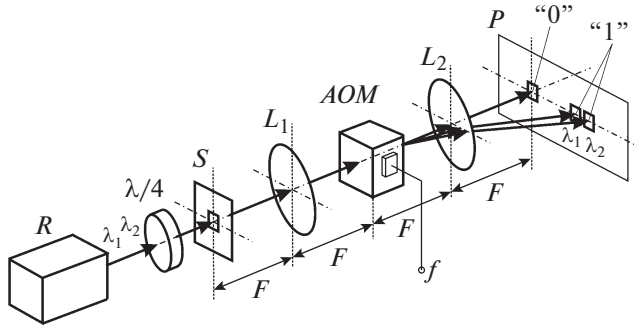


Рис. 1. Оптическая схема фурье-обработки изображения. *R* – источник линейно поляризованного двухцветного излучения с линиями генерации λ_1 и λ_2 ; $\lambda/4$ – ахроматическая четверть-волновая пластинка; *S* – входное изображение; *L*₁ и *L*₂ – идентичные линзы с фокусным расстоянием *F*; *AOM* – а.о.-фильтр; *f* – частота сигнала, подаваемого на фильтр; *P* – экран; “0” – изображение в нулевом порядке; “1” – изображения в 1-м порядке дифракции.

изображения, формируемые в первом порядке, “разнесены” в угловом пространстве, т.е. отпадает необходимость разделять изображения применением спектральных фильтров. При использовании же нулевого порядка применение дополнительных спектральных фильтров в большинстве случаев необходимо.

Отметим, что работа фильтра пространственных частот двухцветного оптического излучения, работающего в первом дифракционном порядке, рассматривается впервые.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА УСТРОЙСТВА

На рис. 1 приведена оптическая схема устройства, выполняющего оптическую фурье-обработку изображения. Входное линейно поляризованное оптическое излучение, генерируемое лазером *R* на длинах волн λ_1 и λ_2 , проходит ахроматическую пластинку $\lambda/4$ и попадает на щель *S*, которая имитирует входное изображение устройства. Затем излучение направляется на систему линз *L*₁ и *L*₂ с одинаковым фокусным расстоянием *F*. За линзой *L*₂ расположен экран *P*. Расстояние между изображением *S* и линзой *L*₁, а также между линзой *L*₂ и экраном *P* равно *F*. Расстояние между линзами *L*₁ и *L*₂ равно 2*F*. Строго посередине между линзами расположен а.о.-модулятор *AOM*, выполняющий функцию фильтра пространственных частот. На фильтр подается синусоидальный сигнал частотой *f*. Линза *L*₁ выполняет операцию фурье-преобразования, линза *L*₂ – повторного фурье-преобразования, эквивалентного обратному преобразованию.

В фильтре *AOM* формируется фурье-образ изображения, переносимого двухцветным излу-

чением. После а.о.-дифракции двухцветного излучения на акустической волне, распространяющейся в фильтре, на экране *P* отображается результат двойного фурье-преобразования в сочетании с воздействием фильтра *AOM*. Результат представляется в виде изображений в нулевом порядке “0” и в первом дифракционном порядке “1”. При этом изображения, получаемые от разных длин волн, в нулевом порядке дифракции “сливаются” между собой, а в 1-м – разделены. Понятно, что для разделения изображений с разными длинами волн в 1-м порядке размер изображения не должен превышать некоторой величины во избежание перекрытия изображений. Определим размер исходного изображения, удовлетворяющий этому требованию. Угловой спектр, которым передается изображение с использованием линзы, определяется как $\Delta\varphi \approx d/F$, где *d* – размер изображения, *F* – фокус линзы. С другой стороны, угол дифракции, на который отклоняется излучение с длиной волны λ_1 , равен [10, 11] $\varphi(\lambda_1) \approx \lambda_1/\Lambda = \lambda_1 f/V$, где Λ и *f* – длина волны и частота звука, *V* – скорость звуковой волны. Излучение с длиной волны λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$) отклоняется в результате взаимодействия с той же звуковой волной на угол $\varphi(\lambda_2) \approx \lambda_2 f/V$. Угол между $\varphi(\lambda_1)$ и $\varphi(\lambda_2)$ должен быть больше угла $\Delta\varphi$ углового спектра, т.е.

$$\varphi(\lambda_2) - \varphi(\lambda_1) > \Delta\varphi, \tag{1}$$

откуда

$$f(\lambda_2 - \lambda_1)/V > d/F \tag{2}$$

или

$$d < Ff(\lambda_2 - \lambda_1)/V. \tag{3}$$

Условие (3) определяет размер обрабатываемого изображения с использованием линз с фокусным расстоянием *F*, передаваемого на двух длинах волн λ_1 и λ_2 оптического излучения, формируемого в первом дифракционном порядке в результате а.о.-взаимодействия с акустической волной частотой *f* и скоростью звука *V*, при условии, что изображения не накладываются друг на друга.

Для оценок положим, что параметры, входящие в выражение (3), равны следующим значениям, используемым нами в эксперименте (см. ниже): $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.5145 \cdot 10^{-4}$ см, $V = 0.617 \cdot 10^5$ см/с, $f = 51$ МГц, $F = 18$ см. Тогда $d \leq 0.4$ мм. Иными словами, поперечный размер изображения *d* не должен превышать 0.4 мм.

РАСЧЕТ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ

Методы расчета передаточных функций а.о.-фильтров пространственных частот монохроматического излучения описаны во многих работах (см., например, [4, 12–17]). Анализ результатов

этих работ показывает, что передаточные функции, предназначенные для двумерной обработки изображений, могут быть как симметричными (конусоподобными, крестоподобными и т.п.) [4, 12, 13], так и несимметричными [14–17] – в виде изогнутых, ломаных линий, обладающих в совокупности признаками двумерности. Последнее распределения сложно получить в аналитическом виде, но достаточно просто реализовать во многих режимах а.о.-взаимодействия в широком спектре частот и углов, чем они и привлекательны для использования на практике. Вообще, как показано в [17], для получения распределения, пригодного для двумерной обработки изображения, вполне достаточно, чтобы наряду с первым дифракционным порядком существовала возможность “перекачки” излучения и в другой (например, минус первый) дифракционный порядок.

Для расчетов будем полагать, что а.о.-взаимодействие происходит в одноосном гиротропном кристалле TeO_2 , в котором падающее оптическое излучение распространяется вблизи оптической оси [001] кристалла, а акустическая волна – вдоль оси [110]. Тогда дифракция описывается следующей системой дифференциальных уравнений [10]:

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{dz} &= -\frac{A_1}{2} C_{+1} \exp(-i\eta_{+1}z) - \frac{A_2}{2} C_{-1} \exp(-i\eta_{-1}z); \\ \frac{dC_{+1}}{dz} &= \frac{A_1}{2} C_0 \exp(i\eta_{+1}z); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dC_{-1}}{dz} = \frac{A_2}{2} C_0 \exp(i\eta_{-1}z).$$

Здесь C_0 , C_{+1} и C_{-1} – амплитуды нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; $A_1 = f_{0(+1)}W_0$, $A_2 = f_{0(-1)}W_0$, где $W_0 = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 P_{ac}}{LH}}$ (λ – длина волны света); M_2 – величина а.о.-качества материала; L – длина а.о.-взаимодействия; H – высота акустического столба; P_{ac} – акустическая мощность; коэффициенты $f_{0(+1)}$ и $f_{0(-1)}$ учитывают эллиптичность собственных волн кристалла и равны [18, 19]: $f_{0(+1)} = \frac{1 + \rho_0 \rho_{+1}}{\sqrt{1 + \rho_0^2} \sqrt{1 + \rho_{+1}^2}}$, $f_{0(-1)} = \frac{1 + \rho_0 \rho_{-1}}{\sqrt{1 + \rho_0^2} \sqrt{1 + \rho_{-1}^2}}$, где ρ_0 , ρ_{+1} и ρ_{-1} – эллиптичности волн нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; z – координата, вдоль которой развивается а.о.-взаимодействие, и она совпадает с направлением оптической оси [001]; η_{+1} , η_{-1} – величины векторов расстроек фазового синхронизма плюс первого и минус первого порядков соответственно.

Двумерность а.о.-взаимодействия учитывается видом показателей преломления кристалла, который используется в трехмерном представлении [5, 19]:

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\text{tg}^2 \varphi}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4(G_{11} \text{tg}^2 \varphi + G_{33})^2}}, \quad (5)$$

где n_0 и n_e – главные показатели преломления кристалла; φ – угол между оптической осью [001] и волновым вектором света; G_{11} и G_{33} – компоненты псевдотензора гирации.

Эллиптичность оптических лучей определяется как

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{2(G_{11} \text{tg}^2 \varphi + G_{33})} \times \\ &\times \left[\sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4(G_{11} \text{tg}^2 \varphi + G_{33})^2} - \right. \\ &\left. - \text{tg}^2 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В качестве рабочего порядка для обработки изображений выбран 1-й порядок. На рис. 2а приведены распределения $C_{+1} \times C_{+1}^*$ для длин волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см излучения Аг-лазе-

ра, полученные при следующих, входящих в выражения (4)–(6) параметрах, взятых из [20, 21] для кристалла TeO_2 :

для $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см: $n_0 = 2.3303$; $n_e = 2.494$; $G_{33} = 3.93 \cdot 10^{-5}$;

для $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см: $n_0 = 2.3115$; $n_e = 2.4735$; $G_{33} = 3.69 \cdot 10^{-5}$.

Поскольку свет распространяется вблизи оптической оси, влиянием компоненты G_{11} пренебрегаем, т.е. полагаем в обоих случаях $G_{11} = 0$. Скорость звука в кристалле $V = 617$ м/с. Кроме того, в расчетах использованы следующие параметры: $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18}$ с³/Г, $L = H = 0.3$ см; частота звука $f = 51$ МГц, акустическая мощность P_{ac} для длины волны $0.514 \cdot 10^{-4}$ см взята равной 0.058 Вт, для $0.488 \cdot 10^{-4}$ см – 0.026 Вт. Угловой размер рис. 2а равен $3^\circ \times 3^\circ$. Видно, что распределения сильно неоднородны и представляют собой набор широ-

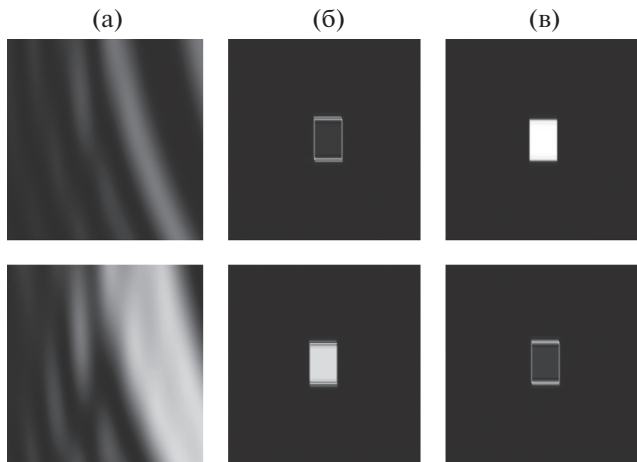


Рис. 2. Передаточные функции а.о.-фильтра (а) и результат FFT-обработки изображения в виде прямоугольника при мощностях звука, равных 0.026 Вт (б) и 0.058 Вт (в). Верхний ряд – результат вычислений для длины волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см, нижний – для $0.514 \cdot 10^{-4}$ см.

ких и узких ломаных линий. Совокупность всех линий придает областям определенную двухмерность. Похожее распределение характерно для а.о.-фильтров двумерных изображений, основанных на сложении нескольких оптических полей (см., например, [15, 16]). Анализ показывает, что есть несколько областей, пригодных для двумерного оконтуривания изображений, однако только приведенные области обеспечивают переход от одной длины волны света к другой (с сохранением операции выделения двумерного контура) посредством только изменения мощности звука. На рис. 2б и 2в приведены результаты компьютерной FFT (Fast Fourier Transform) обработки изображения в виде прямоугольника, полученные при разных мощностях звука P_{ac} , Вт: 0.026 (рис. 2б) и 0.058 (рис. 2в). Видно, что при мощности звука 0.026 Вт формируется отчетливый двумерный контур для излучения с длиной волны λ_1 , тогда как для излучения λ_2 контура нет. При мощности звука 0.058 Вт, наоборот, формируется контур для излучения λ_2 , но для λ_1 он отсутствует. Другими словами, в найденном варианте изменение мощности звука обеспечивает поочередное формирование двумерного контура то для одной волны оптического излучения, то для другой.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки полученного результата был выполнен эксперимент. Экспериментальная установка полностью соответствовала оптической схеме, приведенной на рис. 1. В качестве источника двухцветного излучения использовался Ar-лазер,

генерировавший на длинах волн $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см. Линейно поляризованное излучение лазера пропусклось через ахроматическую четверть-волновую пластину $\lambda/4$. Это связано с тем, что используемый нами а.о.-фильтр изготовлен из гиротропного кристалла TeO_2 , собственные волны которого имеют циркулярные поляризации при распространении света вблизи его оптической оси. Использование пластины обеспечивало возможность достижения эффективности дифракции, близкой к 100%. Входная щель S представляла собой отверстие, по форме близкое к квадрату со сторонами $\sim 0.3 \times 0.3$ мм. Линзы L_1 и L_2 имели фокусное расстояние $F = 18$ см.

А.о.-фильтр изготовлен из монокристалла TeO_2 с размерами $1.0 \times 1.0 \times 1.0$ см вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно. К грани $\{110\}$ кристалла приклеен преобразователь из кристаллического кварца X -среза, генерирующий поперечную акустическую волну с направлением сдвига вдоль $[1\bar{1}0]$. Толщина кварцевой пластинки ~ 100 мкм. Посредством пластинки возбуждалась поперечная звуковая волна на частоте ~ 51 МГц (3-я гармоника преобразователя). Скорость звука в TeO_2 – 617 м/с.

Размер преобразователя 0.3×0.3 см. Оптические грани $\{001\}$ “просветлялись” на длину волны света $0.5 \cdot 10^{-4}$ см, при этом потери излучения на длинах волн $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см после прохождения света через обе грани кристалла не превышали 1%.

Посредством перемещения а.о.-фильтра в вертикальном и горизонтальном направлениях угловой подстройкой фильтра, а также подстройкой электрической мощности, подаваемой на пьезо-преобразователь фильтра, добивались, чтобы в первом дифракционном порядке поочередно формировались контуры входного изображения при разных значениях электрической мощности. На рис. 3 приведены фотографии изображений первого дифракционного порядка, наблюдаемых на экране P , при электрических мощностях, равных 0.5 и 0.3 Вт (рис. 3а и 3б соответственно). Левые изображения соответствуют длине волны $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см (синяя линия генерации лазера), правые – $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см (зеленая линия). Видно, что при мощности звука 0.5 Вт сформирован контур входного изображения на длине волны λ_2 , но при этом на длине волны λ_1 контур не наблюдается. При мощности звука 0.3 Вт, наоборот, выделен контур на длине волны λ_1 , но его нет на длине волны λ_2 . Другими словами, экспериментально подтверждена возможность получения контура на разных длинах волн оптического излучения при изменении мощности звука и сохранении остальных параметров настройки.

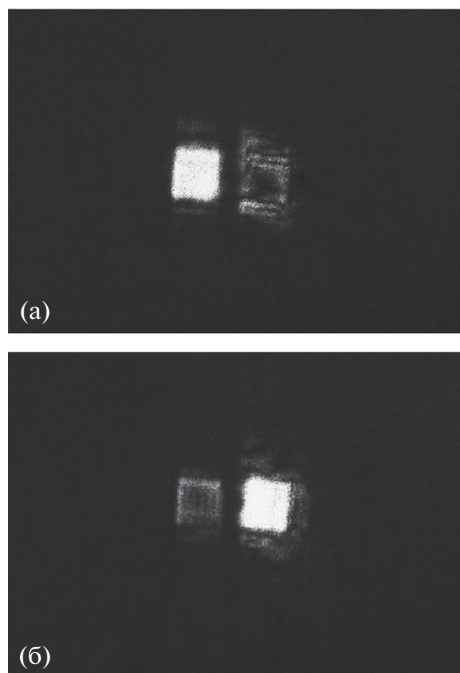


Рис. 3. Формирование контуров изображения при электрических мощностях, равных 0.5 (а) и 0.3 Вт (б). Изображения слева – для длины волны $\lambda_1 = 0.488 \cdot 10^{-4}$ см, справа – для $\lambda_2 = 0.514 \cdot 10^{-4}$ см.

Недостаточная четкость полученных контуров, наличие в них дополнительных линий мы связываем с aberrациями линз, а также с неоднородностью материала а.о.-фильтра, неоднородностями световых и звуковых волн. В задачу исследований не входило получение совершенных контуров. Это первая работа в этом направлении, поэтому нам важно было убедиться в принципиальной возможности получения двумерных контуров на разных длинах волн в первом дифракционном порядке путем изменения только одного параметра а.о.-взаимодействия – электрической мощности, подводимой к а.о.-фильтру.

ВЫВОДЫ

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Исследована а.о.-ячейка, управляющая двухцветным оптическим излучением, в качестве фильтра пространственных частот для двумерной обработки изображений. В основу фильтра положена брэгговская дифракция двухцветного излучения в первый порядок с “перекачкой” света в дополнительный (минус первый) порядок.

2. Показано, что невозможно получить двумерный контур оптического излучения в первом дифракционном порядке одновременно на двух длинах волн. Найден вариант распределения переда-

точной функции для двух длин волн: $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, при котором переход от одной длины волны света к другой с сохранением операции выделения двумерного контура обеспечивается посредством изменения только мощности звука.

3. Экспериментально подтверждена возможность поочередного формирования контура на разных длинах волн в первом дифракционном порядке с изменением мощности звука. Эксперимент выполнен на примере формирования контура изображения в виде квадрата с использованием двухцветного излучения Аг-лазера, генерирующего на длинах волн $0.488 \cdot 10^{-4}$ см и $0.514 \cdot 10^{-4}$ см, при этом фильтром пространственных частот служила а.о.-ячейка из TeO_2 , работающая на частоте звука 51 МГц.

Полученные результаты могут найти применение при создании устройств, предназначенных для обработки оптических изображений с использованием а.о.-фильтров пространственных частот двухцветного оптического излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Парыгин В.Н., Балакший В.И.* Оптическая обработка информации. М.: Изд-во Московского гос. ун-та, 1987.
2. *Pankai K. Das.* Optical signal processing: Fundamentals. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1991.
3. *Алешин Б.С., Бондаренко А.В., Драб Э.С., Цибулькин Л.М., Цуриков Ю.Л.* Оптическое распознавание изображений. М.: Гос. НИИ авиационных систем, 2000.
4. *Балакший В.И., Волошинов В.Б.* // Квант. эл-ка. 2005. Т. 35. Вып. 1. С. 85.
5. *Котов В.М.* // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. № 3. С. 493.
6. *Котов В.М.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 5. С. 99.
7. *Котов В.М.* // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 3. С. 479.
8. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В., Котов Е.В.* // Прикладная физика. 2012. № 3. С. 5.
9. *Ghatak A.K., Thyagarajan K.* Contemporary Optics. N.Y.: Plenum Press, 1978.
10. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
11. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Wiley and Sons, Inc., 1992.

12. *Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., Kostyuk D.E.* // J. Modern Optics. 2005. V. 52. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1080/09500340410001669408>
13. *Balakshy V.I., Kostyuk D.E.* // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C24.
<https://doi.org/10.1364/AO.48.000C24>
14. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В.* // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 11. С. 1090.
<https://doi.org/10.7868/S0033849416110073>
15. *Котов В.М., Аверин С.В., Кузнецов П.И., Котов Е.В.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. Вып. 7. С. 665.
16. *Kotov V.M., Averin S.V., Kotov E.V., Shkerdin G.N.* // Applied Optics. 2018. V. 57. № 10. P. C83.
<https://doi.org/10.1364/AO.57.000C83>
17. *Котов В.М.* // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 11. С. 1122.
<https://doi.org/10.31857/S0033849420110108>
18. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Григорьевский В.И.* // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 3. С. 226.
<https://doi.org/10.7868/S0033849413030091>
19. *Котов В.М.* Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.
20. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
21. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.