

КОГЕРЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

О квантовых когерентных состояниях микрочастицы в вязкой среде <i>С.В. Сазонов</i>	1
Оптические текстуры супер-решетки, создаваемые эффектом Тальбота на суперпозиционных структурах <i>Э.Ч. Дармаев, Д.А. Иконников, Ф.А. Барон, С.А. Мысливец, В.Г. Архипкин, А.М.Вьюнышев</i>	2
Дифракция Брэгга на регулярных доменных структурах с наклонными стенками в кристалле ниобата лития в приложенном электрическом поле со ступенчатой временной зависимостью <i>Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, М.А. Чувакова, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур</i>	5
Методы оценки шумовых характеристик фоторегистраторов на основе автоматической сегментации для задач когерентной фотоники <i>А.В. Козлов, В.Г. Родин, П.А. Черёмхин</i>	9
Взаимодействие световых волн с циркулярной поляризацией на фоторефрактивных голограммах в кубических гиротропных кристаллах <i>С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, А.О. Злобин, С.С. Шмаков, А.А. Шмидт, Р.А. Симонян, В.Н. Навыко</i>	13
Тонкая и грубая структуры частотного спектра мощных лазерных диодов при медленной деградации <i>В.В. Близнюк, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов, О.И. Семенова, А.Е. Тарасов</i>	15
Расчет спектрального пропускания акустооптического фильтра при амплитудной и частотной модуляции управляющего сигнала <i>Е.А. Дьяконов, В.Э. Пожар</i>	17
Оптические свойства мультиплексных вихревых структур <i>А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов</i>	21
Рассеяние поляризованных импульсов оптического излучения в тонких облачных слоях <i>Я.А. Илюшин</i>	23
Свойства фрактальных спеклоподобных структур <i>О.М. Вохник, П.В. Короленко, В.И. Моховв</i>	27
Фотоиндуцированное поглощение света в кристалле титаната висмута, легированном цинком и фосфором <i>В.Г. Дю, Ф.А. Суховольский, А.С. Аскарлов, А.В. Цыкалова, В.В. Мурашкин, С.М. Шандаров, М.Г. Кистенева</i>	29

О квантовых когерентных состояниях микрочастицы в вязкой среде

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
sazonov.sergey@gmail.com

С помощью канонического квантования анализируется движение квантовых микрочастиц в среде с вязким сопротивлением. Детально рассматриваются локализованные волновые пакеты типа когерентных состояний. Установлено, что вязкое сопротивление подавляет квантовые свойства микрочастицы, выделяя с течением времени классические черты в ее движении.

Квантовое описание движения микрочастиц в поле консервативных сил в настоящее время не вызывает принципиальных вопросов. Здесь выстроена непротиворечивая аксиоматика. Что же касается квантования в поле диссипативных сил, то здесь не всё так однозначно.

В настоящей работе мы придерживаемся подхода, предложенного в [1, 2] и развитого в [3]. Подход основан на гамильтоновом формализме, где гамильтониан явно и универсальным образом зависит от времени и координаты. Отсюда естественным образом следует классическое уравнение движения для частицы, на которую помимо внешних консервативных сил действует сила вязкого сопротивления, состоящая из двух частей, пропорциональных соответственно первой и второй степеням скорости. Постулируя стандартные коммутационные соотношения между декартовыми компонентами операторов координаты и канонического импульса, приходим к оператору Гамильтона, который явно и универсальным образом зависит от времени и координаты. Здесь возникает проблема, связанная с упорядоченностью в произведении операторов координаты и импульса. При этом существует несколько вариантов упорядочения, при которых из уравнения Шредингера следует уравнение непрерывности. Именно в этих случаях квадрат модуля волновой функции имеет обычный смысл плотности вероятности обнаружить частицу в выделенной точке пространства. Постулируя один из таких вариантов упорядочения, приходим к выбранной версии уравнения Шредингера.

Следуя подходу, изложенному в [4], мы строим когерентные состояния, при которых минимизируются соотношения неопределенностей типа «координата – импульс». Волновые функции частицы в различных случаях имеют вид локализованных гауссовых волновых пакетов. При этом с течением времени происходит пространственное сужение данных пакетов, что соответствует все большему приближению с течением времени к классическому движению. Поэтому можно сказать, что вязкая среда играет роль классического измерительного прибора.

Как примеры рассмотрены «свободное» движение частицы в вязкой среде в присутствии внешней силы, зависящей от времени, явление резонанса для линейного осциллятора, движение заряда в магнитном поле.

В качестве моделей вязкой среды предложено рассматривать такие регистраторы микрочастиц, как пузырьковая камера и камера Вильсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Caldirola // Nuovo Cimento. 1941. V. 18. No 9. P. 393.
2. E. Kanai // Progr. Theor. Phys. 1948. V. 3. No 4. P. 440.
3. V.V. Dodonov and V.I. Man'ko // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. No 2. P. 550.
4. В.Г. Багров, Д.М. Гитман, А.С. Перейра // УФН. 2014. Т. 184. № 9. С. 961.

Оптические текстуры супер-решетки, создаваемые эффектом Тальбота на суперпозиционных структурах

Э.Ч. Дармаев^{1,2}, Д.А. Иконников¹, Ф.А. Барон¹, С.А. Мысливец^{1,2}, В.Г. Архипкин^{1,2},
А.М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук –
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет,
Красноярск, 660041, Россия
kasirii@yandex.ru

Перед фотоникой стоит важная задача управления пространственными свойствами света, известная как "структурирование света". Структурированные световые поля очень полезны в различных практических приложениях, таких как микроскопия [1], формирование изображений [2,3], фотолитография [4], оптическое манипулирование [5], сингулярная оптика [6] и др. Однако периодические структуры предлагают ограниченный спектр возможностей из-за ограниченного набора изменяемых параметров. В некоторых ситуациях необходимы сложные распределения светового поля с возможностью их модификации. Чтобы достичь этого, необходимо изучить методы формирования структур с широким диапазоном степеней свободы для создания желаемых распределений светового поля.

Эффект Тальбота – это явление, при котором дифракция Френеля на периодических решетках приводит к периодическому самоповторению распределения интенсивности света, на расстояниях кратных длине Тальбота [7], которая находится по формуле (1) где λ – длина волны падающего света, Λ – период решетки.

$$Z_t = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\Lambda^2}}} \quad (1)$$

Данный эффект также может быть применим для суперпозиционных структур с трансляционной симметрией. Эти структуры, состоящие из нескольких пространственных гармоник, можно задать в следующем виде.

$$g(x) = \text{sgn} \left(\sum_i A_i \cos(G_i x + \varphi_i) \right) \quad (2)$$

где sgn является функцией знака, A_i – амплитуда гармоники, $G_i = \frac{2\pi}{\Lambda_i}$ является вектором обратной решетки, Λ_i - период гармонической функции, φ_i является начальной фазой $i = 1, 2, \dots$. Для простоты рассмотрим случай двух пространственных гармоник в уравнении (2). Пространственная зависимость $g(x)$ есть не что иное, как пространственные биения периодических функций.

Эффект Тальбота демонстрирует свою применимость для таких структур, создавая сложные текстуры ковров Тальбота, которые могут быть настроены путем изменения параметров структуры. Это наблюдение добавляет новое измерение к структурированию оптических решеток и имеет потенциал для применения в различных взаимодействиях света и материи.

В данной статье представлено использование суперпозиционных решеток в

качестве решения для создания сложных пространственных распределений световых полей. Эти решетки уникальны тем, что состоят из набора пространственных гармоник, каждая из которых имеет свой период, амплитуду и фазу. Суперпозиционные решетки также сохраняют периодичность, при соблюдении кратности составных периодов. Для описания этой концепции введен термин "суперпериод", который определяется как период суперпозиционной решетки. Если периоды составных гармоник имеют рациональное соотношение, то целые числа составных периодов будут укладываться в суперпериод [8], в противном случае такая структура будет квазипериодичной [9]. При рациональном соотношении можно сделать вывод, что для суперпозиционной решетки в одну длину Тальбота уместятся квадрат числа соответствующих периодов для отдельных пространственных гармоник. Принимая во внимание коэффициент кратности, в ковре Тальбота можно выделить элементарные ячейки, форму которых определяют всю супер-решетку оптического ковра (Рис. 1.).

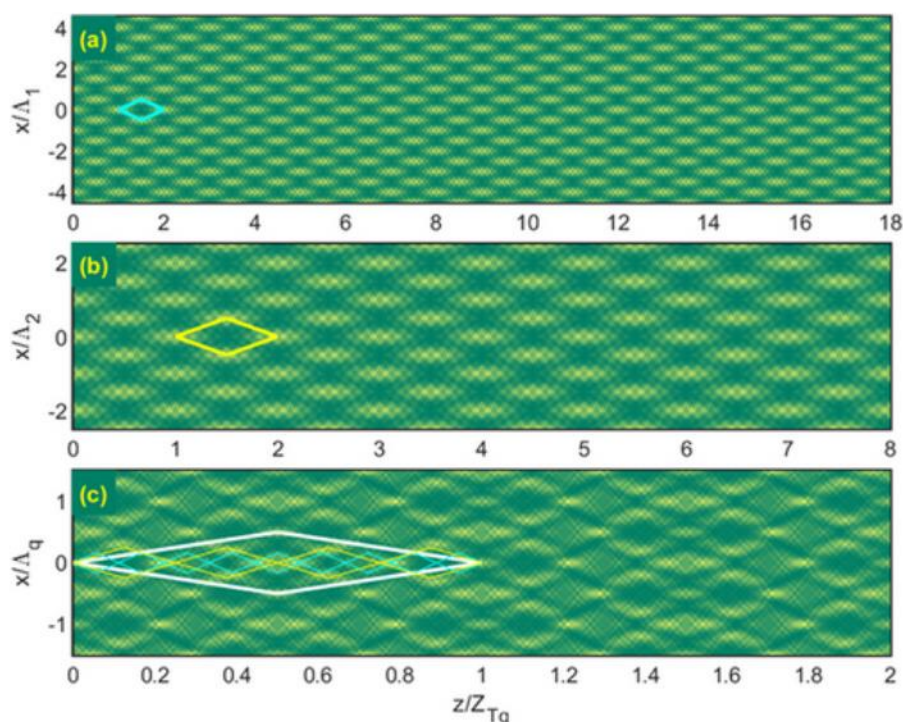


Рис. 1. Рассчитанные ковры Тальбота для периодических амплитудных масок с периодами а) 12 мкм и б) 18 мкм, а также супер-решетчатый ковер Тальбота для соответствующей суперпозиционной решетки с). Белый ромб указывает на элементарную ячейку оптической супер-решетки, в то время как цветные ромбы показывают элементарные ячейки составных периодических структур.

В работе применялся гелий-неоновый лазер, ПЗС матрица, оптическая система и амплитудная маска. Дифрагированный на амплитудной маске лазерный пучок проецировался с помощью объектива на ПЗС матрицу. При перемещении объектива вдоль оси распространения пучка были экспериментально получены пространственные распределения интенсивности, на основе которых были построены ковры Тальбота. Рассчитанные с помощью численного моделирования и измеренные ковры Тальбота для рассматриваемых пар амплитудных масок показаны на рисунке 2.

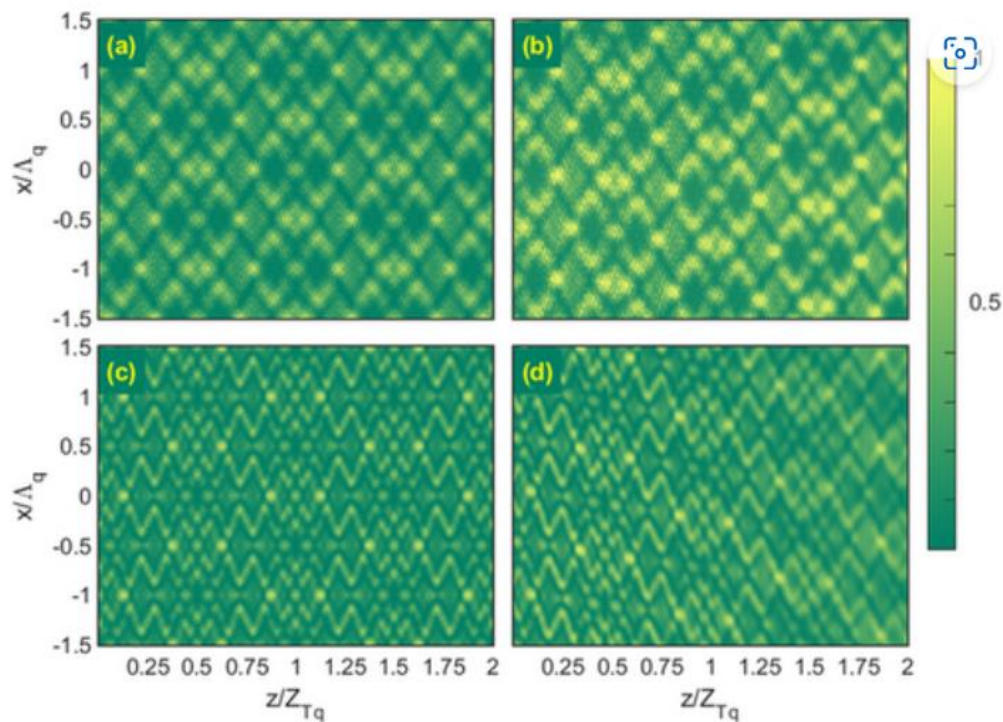


Рис.2. Расчётные (а,с) и экспериментальные (b,d) ковры Тальбота

Соответствие теоретических и экспериментальных распределений приводит к справедливости предположения о том, что рассматриваемое явление может быть интерпретировано как эффект Тальбота для квазипериодических решеток.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-12-00203, <https://rscf.ru/project/19-12-00203/>

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Feng et al // Opt. Lett. 2016. V. 41, P. 3157.
2. S. Jutamulia et al // Journal of optics. 1986. V. 17, P. 129.
4. L. Stuerzebecher et al // Opt. Express. 2010. V. 18, P. 19485.
3. Y.Y. Sun et al // Applied Physics Letters. 2007. V. 91, P. 051101.
5. D.A. Ikonnikov et al // Scientific Reports. 2020. V. 10, P. 1.
6. A.M. Vyunishev // Opt. Lett. 2017. V. 42, P. 3602.
7. J. Wen // Advances in optics and photonics. 2013. V. 5, P. 83.
8. A. A. Novikov et al // Exp. Theor. Phys. 2008, V. 106. P. 415.
9. I. Maeda // Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. 7. 1996. V. 10. P. 21.

Дифракция Брэгга на регулярных доменных структурах с наклонными стенками в кристалле ниобата лития в приложенном электрическом поле со ступенчатой временной зависимостью

Савченков Е.Н.¹, Шандаров С.М.¹, Чувакова М.А.², Ахматханов А.Р.², Шур В.Я.²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Уральский федеральный университет

rossler@mail.ru

Электрооптическое управление лазерным излучением в устройствах на основе регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах позволяет реализовать его временную модуляцию и преобразование пространственной структуры. Для РДС в кристаллах ниобата лития управление дифракционными устройствами брэгговского типа осуществляется приложением к ним постоянного [1–3], импульсного [4], или гармонического электрического напряжения [5].

Целью настоящей работы является анализ брэгговской дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками при ступенчатом воздействии внешнего электрического поля на образец $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, созданный методом электрической переполяризации. В рамках известной модели [6] получены соотношения для пространственных зависимостей интенсивности дифрагированного света на выходе устройства, принимающие во внимание возмущения диэлектрического тензора кристалла, как индуцированные в РДС внешним электрическим напряжением, так и создаваемые доменными стенками. В экспериментальных исследованиях и численных расчетах мы ограничивались данными для начального участка приложения внешнего электрического напряжения, поскольку далее на внутреннее электрическое поле в кристалле оказывает влияние перераспределение заряда по проводящим наклонным доменным стенкам, приводящее к существенным изменениям в дифрагированном пучке.

В эксперименте исследовался образец с РДС, сформированной в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с размерами $40 \times 2 \times 1$ мм³ вдоль осей X , Y и Z соответственно, с пространственным периодом $\Lambda = 8.79$ мкм. Доменные стенки Y -типа данного образца, описанного ранее в работе [7], имели наклон $\alpha = 0.31^\circ$ к полярной оси кристалла. Он размещался на поворотном столике, позволяющем задавать углы Брэгга $\theta_{Bm} = m\theta_{B1}$ в плоскости XU для наблюдения дифракции в каждом из порядков, от $m = 1$ до $m = 6$. Зондирующий гауссов пучок He-Ne лазера с необыкновенной поляризацией, длиной волны $\lambda = 632.8$ нм, мощностью 25 мВт и апертурой $r_0 = 0.7$ мм фокусировался на середину входной грани кристалла $y = 0$ сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм. Плоскость наблюдения дифракционных порядков $X'Z'$ располагалась в зоне Фраунгофера на расстоянии 1650 мм от выходной грани образца. К Z -граням кристалла были прижаты металлические электроды для приложения внешнего электрического поля, что обеспечивало возможность наблюдения влияния на дифракционные эффекты возмущений, создаваемых как доменными стенками, так и обусловленных электрооптическим эффектом. Точное положение луча вдоль оси Z на входной грани кристалла определялось без внешнего поля по симметрии изображения по координате z' в дифракционном максимуме порядка $m = 1$.

В эксперименте фиксировались фотографии изображения для первого дифракционного максимума в зоне Фраунгофера в отсутствие внешнего электрического поля, а также в момент подачи на электроды постоянного напряжения $U = \pm 200$, ± 350 и ± 500 вольт, представленные на рис.1. Они расположены в единой системе координат и масштабе, отражающих реальные изменения в распределении

интенсивности по координате z' в ходе эксперимента. Размеры дифракционных пятен определялись по линейной шкале, размещенной в плоскости наблюдения рядом с ними.

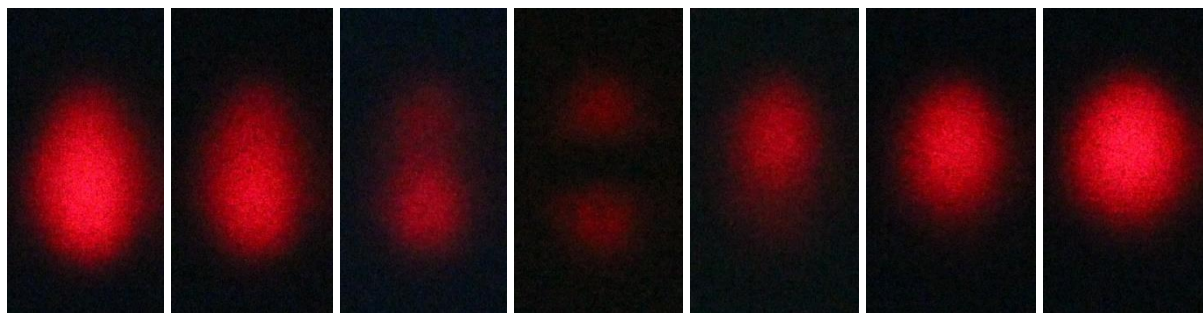


Рис. 1. Фотографии первого дифракционного максимума в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с РДС с периодом 8.79 мкм при приложении между Z-гранями кристалла напряжения (слева-направо): -500 В , -350 В , -200 В , 0 В , $+200 \text{ В}$, $+350 \text{ В}$ и $+500 \text{ В}$.

На фотографиях видно, что в зависимости от внешнего напряжения, в дифрагированном пучке происходят изменения его формы и смещения максимумов интенсивности. Оцифрованные данные по распределению интенсивности с фотографий показаны точками на графиках, представленных на рис. 2.

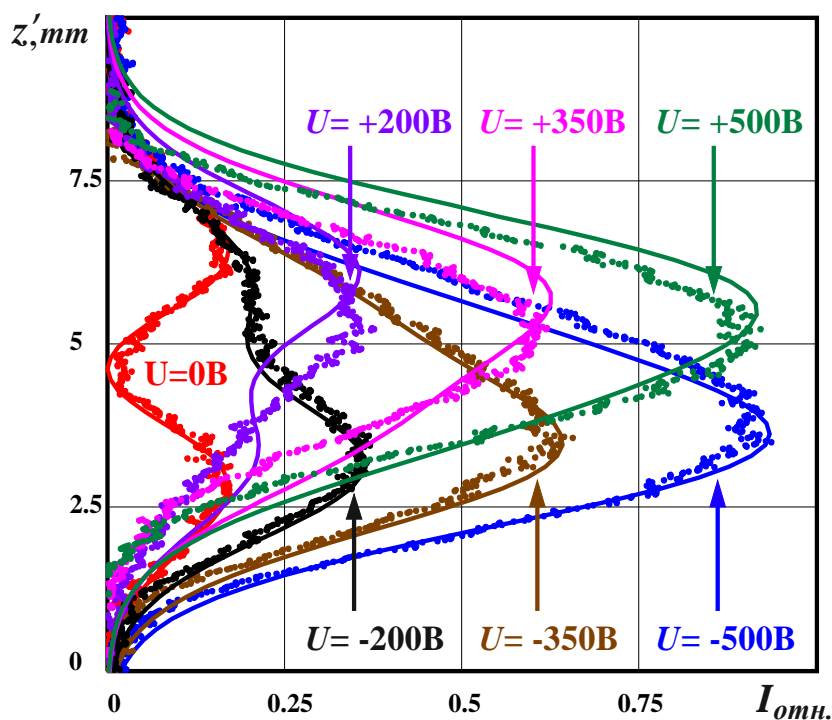


Рис. 2 Распределения интенсивности света в первом дифракционном максимуме при дифракции Брэгга на РДС с наклонными доменными стенками в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в начальный момент времени, после приложения к Z-граням кристалла ступенчатого управляющего напряжения с величиной U . Точки – эксперимент, сплошные кривые – результаты численного расчета.

Для описания результатов эксперимента воспользуемся предложенной в [7] моделью изотропной дифракции Брэгга на РДС, учитывающей наклон доменных стенок к полярной оси кристалла. Для дифракции Брэгга с использованием представления светового поля зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн [8], в приближении слабой связи [9], а также с учетом фазовых набегов по координате u , обусловленных влиянием электрооптического эффекта в приложенном внешнем поле,

амплитуды составляющих углового спектра для дифрагированного пучка m -го порядка с проекцией волнового вектора k_z на выходной грани кристалла $y = d$, могут быть записаны в следующем виде [7]:

$$F_m^{dw}(d, k_z) = -\frac{\pi}{2\lambda} \frac{n_e^3 P_S^2 R_{33}}{\cos(m\theta_{Bl})} \frac{\omega_0 r_w}{\Lambda} \int_{z_b}^{z_t} C_m^{dw*}(z) \times \int_0^d \frac{\exp\left\{ \frac{-(z-z_G)^2}{r_w^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{Bl}))} \exp[-ik_0 \Delta n_e(E_3(t))(z-z_0)] y \right\}}{\sqrt{r_w^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{Bl}))}} \exp(i\Delta k(k_z)y) dy \exp(ik_z z) dz, \quad (1)$$

где P_S – величина спонтанной поляризации; R_{33} – квадратичная электрооптическая постоянная; n_e – необыкновенный показатель преломления; ω_0 – половина толщины доменной стенки; z_G определяет положение центра зондирующего пучка при $y = 0$, θ_{Bl} – угол Брэгга для первого дифракционного порядка, r_w – радиус зондирующего пучка в фокальной плоскости, z_0 – координата, в которой размеры переключенной и исходной областей кристалла одинаковы, $h_i = z_t - z_b$ – промежуток вдоль координаты z , превышающий диаметр перетяжки $2r_w$, в котором доменные стенки с углом наклона α существуют в кристалле. Коэффициенты разложения по составляющим непрерывного углового спектра в Фурье-разложении возмущений, создаваемых наклонными доменными стенками, определяются выражением [7]

$$C_m^{dw} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left(im \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right) \operatorname{sinc}\left[\left(K_z + m \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] + \exp\left(-im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left(-im \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right) \operatorname{sinc}\left[\left(K_z - m \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] \right\} \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z \quad (2)$$

где введены обозначения

$$\Delta n_e(E(t)) = -2n_e^3 r_{33} \frac{\operatorname{tg} \alpha U(t)}{\Lambda h_i}, \quad (3)$$

$$\Delta k(k_z) = \frac{2\pi}{\Lambda \cos \theta_{Bl}} \left(\sin \theta_{Bl} - \frac{\lambda}{2n_e \Lambda} \right) - \frac{k_z^2}{2k_0 n_e \cos \theta_{Bl}}, \quad (4)$$

r_{33} – электрооптический коэффициент и $U(t)$ – зависимость от времени приложенного внешнего напряжения.

Аналогично методике анализа дифракции на доменных стенках, при дифракции, обусловленной электрооптическим эффектом, для Фурье-составляющих дискретного спектра наведенных возмущений по оси X , с использованием представления светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн и приближения слабой связи, при точном выполнении условий Брэгга, амплитуды составляющих углового спектра дифрагированного пучка m -го порядка с проекцией волнового вектора k_z на выходной грани кристалла $y = d$ могут быть получены в виде

$$F_m^{eo}(d, k_z) = -i \frac{\pi}{2\lambda} \frac{n_e^3 r_{33}^S}{\cos(m\theta_{Bl})} r_w E_3(t) \int_{z_b}^{z_t} C_m^{eo*}(z) \times \int_0^d \frac{\exp\left\{ \frac{-(z-z_G)^2}{r_w^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{Bl}))} \exp[-ik_0 \Delta n_e(E_3(t))(z-z_0)] y \right\}}{\sqrt{r_w^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{Bl}))}} \exp(i\Delta k(k_z)y) dy \exp(ik_z z) dz, \quad (5)$$

где

$$C_m^{eo} = \frac{1}{2m\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im\frac{\pi}{2}\right) \exp\left(im\frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right) \operatorname{sinc}\left[\left(K_z + m\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] - \right. \quad (6)$$

$$\left. - \exp\left(-im\frac{\pi}{2}\right) \exp\left(-im\frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right) \operatorname{sinc}\left[\left(K_z - m\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] \right\} \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z$$

Условие непрерывности тангенциальных составляющих для волновых векторов дифрагированного светового поля k_x и k_z при $y = d$ позволяет получить распределение его интенсивности в брэгговских максимумах в дальней зоне, при $R \gg 4w^2/\lambda$ и $x'_m = m\lambda R / \sqrt{4\Lambda^2 - (m\lambda)^2}$, как

$$I_m(z') \sim \left| F_m^{dw} \left(d, E_3(t), k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'}{\sqrt{R^2 + (x'_m)^2 + (z')^2}} \right) + F_m^{eo}(d, k_z, U(t)) \exp(i\Delta\varphi) \right|^2 \quad (7)$$

Здесь введена величина $\Delta\varphi = \varphi_{eo} - \varphi_{dw}$, как фазовый сдвиг в дифракционном поле, создаваемом возмущениями, обусловленными доменными стенками и электрооптическим вкладом от РДС. При проведении численных расчётов по формуле (7) предполагалось, как и в [7], что положение зондирующего пучка являются симметричным ($z_m = z_0 = z_G = 0.36$ мм), а также использовались следующие параметры РДС: $h_i = 1$ мм, $\alpha = 0.31^\circ$, радиус пучка в перетяжке $r_w = 0.133$ мм.

Расчитанные с использованием соотношений (7) распределения интенсивностей $I_{omn.}(z')$ в дифракционном максимуме с $m = 1$ представлены сплошными кривыми на рис. 2. Варьирование $\Delta\varphi$ показало, что наилучшее соответствие расчетных распределений интенсивности $I_{omn.}(z')$ в дифракционном максимуме первого порядка экспериментальным данным имеет место при его значении $\Delta\varphi = 15^\circ$. Фазовый сдвиг между двумя дифракционными полями, согласно выражений (1) и (5), составляет 90° . Необходимость введения дополнительного сдвига на $\Delta\varphi = 15^\circ$ для согласования экспериментальных данных с результатами теоретического анализа свидетельствует о наличии некоторого физического явления, не учитываемого рассмотренной моделью. Следует отметить, что о наличии дополнительного фазового сдвига между дифракционными полями для этой же РДС с наклонными доменными стенками в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ ранее сообщалось в [10], где рассматривалась дифракция Брэгга во внешнем синусоидальном электрическом поле.

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2023-2025 годы (задание FEWM-2023-0012).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. Yamada et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. No 24. P. 3659.
- [2] J. A. Abernethy et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. No 14. P. 2514.
- [3] I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. No 18. P. 4174.
- [4] H. Gnewuch et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. V. 10. No 12. P. 1730.
- [5] M. Yamada // Rev. Sci. Instrum. V. 71. No 11. P. 4010.
- [6] H. Kogelnik Bell Syst. Tech. J. 1969. V. 48. No 9. P. 2909.
- [7] Е.Н. Савченков и др. // Письма в ЖЭТФ, 2019, Т. 110, No. 3, С. 165.
- [8] М. Б. Виноградова "Теория волн" М.: Наука, 1990.
- [9] В. И. Балакший и др. "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
- [10] S. M. Shandarov et al. // Ferroelectrics, 2019. – 542:1, p. 58.

Методы оценки шумовых характеристик фоторегистраторов на основе автоматической сегментации для задач когерентной фотоники

А.В. Козлов, В.Г. Родин, П.А. Черёмхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
cheremhinpavel@mail.ru

Когерентные оптические эффекты присутствуют во всех направлениях фотоники, где задействован когерентный свет. В ряде таких направлений, например, связанных с диагностикой систем, необходима регистрация пространственных распределений, для этого активно применяются цифровые камеры [1]. На сегодняшний день существуют передовые задачи, где регистрация ведётся даже на уровне сигнала, сопоставимого с шумами регистратора. В связи с этим стоит вопрос подбора регистрирующего устройства, причем серьёзную роль при выборе играют шумовые характеристики [2]. Однако в спецификациях большинства устройств не приводятся данные об их шумах, это касается в том числе и специализированных камер для научных приложений. Вследствие этого разработаны различные методы оценки шумов, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки по точности, трудоёмкости и скорости реализации [3-10].

Во многих методах измерения шумов цифровых камер применяется процедура автоматической сегментации. Под автоматической сегментацией понимается разбиение сигналов снимка на группы по яркости с заданным шагом для последующего нахождения средних и дисперсий [3]. Шумовые характеристики, оцениваемые данными методами, позволяют прогнозировать отношение сигнал/шум на определённых уровнях яркости [7] и следовательно оценить пригодность устройств для решения конкретных задач.

Для описания шумов цифровых камер в данной работе используется стандартная модель EMVA 1288 [4], включающая четыре шумовые составляющие. Темновые и световые случайные шумы (временные) меняются от одного снимка к другому, а детерминированные (пространственные) остаются постоянными. Темновые шумы присутствуют на изображении в любых условиях регистрации, световые – при наличии освещения. Для математического описания шумов цифровых камер применяют среднеквадратические отклонения (СКО):

$$\sigma_{tot}(S) = \sqrt{\sigma_{LTN}^2 + \sigma_{DTN}^2 + \sigma_{LSN}^2 + \sigma_{DSN}^2} = \sqrt{S \cdot K + \sigma_{DTN}^2 + (S \cdot PRNU)^2 + DSNU^2} \quad (1)$$

где σ_{tot} – суммарное СКО шумов цифровой камеры, σ_{LTN} – СКО световых временных шумов, σ_{DTN} – СКО темновых временных шумов, σ_{LSN} – СКО световых пространственных шумов, σ_{DSN} – СКО темновых пространственных шумов, S – сигнал в цифровых единицах (цифр. ед.), K – коэффициент пересчёта электронов в цифровые единицы (эл./цифр.ед.) [5] (характеристика σ_{LTN}), $PRNU$ - photo response non-uniformity (неоднородность фоточувствительности – характеристика σ_{LSN}), $DSNU$ - dark signal non-uniformity (неоднородность темнового сигнала – σ_{DSN}). В данном случае все СКО шумов выражены в цифровых единицах – условной величине, получаемой после обработки сигнала в электронах, накопленных в ячейке пикселя.

В данной работе рассмотрены разработанные методы измерения шумов матричных регистраторов, основанные на автоматической сегментации сцен [3,6,8,10]. В качестве референтного подхода для сравнения методов будет применяться стандартный метод измерения шумов, описанный в стандарте EMVA 1288 [4]. Суть метода заключается в регистрации как минимум пятидесяти серий однородных кадров по 2 снимка, средний сигнал которых эквидистантно располагается от минимального

сигнала камеры до близкого к насыщению. Видно, что для реализации данного метода требуются большие временные затраты, однако стандарт EMVA 1288 позволяет получить весьма точные оценки всех четырёх шумовых составляющих.

Метод автоматической сегментации неоднородной сцены (АСНС) [3] построен на применении процедуры сегментации к неоднородному снимку. Неоднородный кадр необходимо зарегистрировать таким образом, чтобы он содержал как минимальный сигнал, регистрируемый сенсором, так и сигнал, близкий к насыщению. Также желательно наличие большого числа промежуточных сигналов. Подходящим вариантом неоднородной сцены является градиент, так как он полностью удовлетворяет условиям неоднородности. Однако для реализации данного метода возможно использование сцены, подходящей по упомянутым условиям без специальной подготовки за счёт подбора параметров регистрации. Для реализации метода АСНС необходимо зарегистрировать как минимум 2 изображения упомянутой выше сцены [6]. После сегментации сигналов и вычисления СКО и средних, строится график зависимости временного шума от уровня сигнала, по аппроксимации которого оцениваются параметры временного шума. В силу особенностей своей работы метод АСНС позволяет оценить и световые, и темновые временные шумы, однако не даёт информации о пространственных шумах.

Метод автоматической сегментации полосовой сцены (АСПС) [8] частично объединяет в себе стандарт EMVA 1288 и метод АСНС. Для реализации данного метода необходима регистрация сцены, представляющей из себя полосы с различным коэффициентом пропускания (в случае если используется схема “на пропускание”) или различным коэффициентом отражения (в случае если используется схема “на отражение”). Режим регистрации и сцена должны быть такими, чтобы среди полос была одна, соответствующая темновому уровню сигнала, и полоса на срединном уровне яркости. Желательно, чтобы изображения полос были дефокусированы для обеспечения градиентных зон переходов между равномерными полосами. Таким образом, градиентные части послужат для расширения статистики и получения наиболее точной оценки световых временных шумов, равномерная часть на срединном уровне сигнала – для оценки величины $PRNU$, а часть с наименьшим уровнем сигнала – для расчёта $DSNU$ и σ_{DTN} . В процессе обработки изображения подвергаются сегментации, как и для метода АСНС. Временные шумы оцениваются по аппроксимации зависимости СКО от сигнала, а для расчётов пространственных шумов применяются выражения из стандарта EMVA 1288. Для реализации метода АСНС требуется регистрация как минимум 2 снимков полосовой сцены.

Автоматическая сегментация однородной сцены (АСОС) [10] является успешной попыткой уменьшения трудоёмкости стандарта за счёт добавления сегментации. Как и стандарт EMVA 1288, метод АСОС позволяет находить все шумовые характеристики фотосенсора, рассмотренные в модели. Для реализации метода требуется зарегистрировать только четыре снимка: два снимка на срединном уровне яркости и два кадра при минимальной экспозиции и закрытой крышке камеры. Расчёт темновых параметров соответствует стандарту EMVA 1288. Снимки на срединной яркости проходят сегментацию, что позволяет получить некоторое количество точек в центральной части графика зависимости временного шума от уровня сигнала для данной камеры. Проводя аппроксимацию по упомянутым точкам, полученным из серии на срединном уровне сигнала, и точке, соответствующей темновому временному шуму, получают оценку световых временных шумов. Величина $PRNU$ оценивается также, как и в стандарте EMVA 1288.

Для сравнения методов была собрана экспериментальная установка, представленная на рис. 1. В качестве тестируемого устройства выступала научная

камера Retiga R6 (5,9 млн пикселей; размер пикселя $4,6 \times 4,6$ мкм; ПЗС-матрица), однако каждый из методов может быть применён для характеристики цветных и монохромных камер любого назначения и типа сенсора.

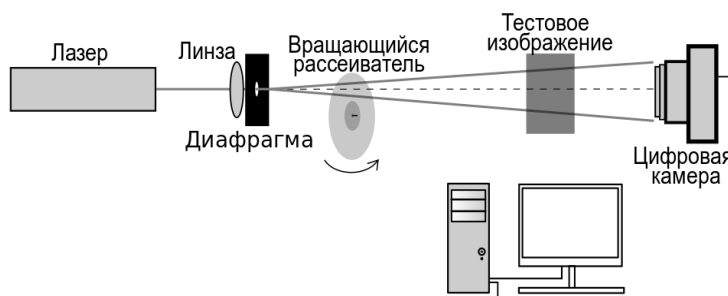


Рис. 1. Экспериментальная установка для оценки шумов камер.

В качестве источника равномерного излучения использовался лазер. Чтобы сделать лазерный пучок однородным, использовались линза (микрообъектив) и диафрагма. Чтобы снизить пространственную когерентность излучения, применялся вращающийся матовый рассеиватель. Съёмка проводилась при управлении камерой с компьютера. Результаты оценки шумов 3 методами на основе автоматической сегментации и стандартом EMVA 1288 представлены в таблице 1. Под временем реализации понимается время обработки снимков и расчёт всех оценок шумов без учёта съёмки. Также в таблице 1 представлены паспортные данные, которые были предоставлены производителем камеры.

Таблица 1. Результаты оценки шумов цифровой камеры Retiga R6

Метод	Шумовые характеристики				Время реализации метода, с
	PRNU, отн.ед.	DSNU, цифр.ед.	K, эл./цифр.ед.	σ_{DT} , цифр.ед.	
Паспорт	-	-	$>1,22$	-	-
EMVA	$(336 \pm 4) \times 10^{-5}$	$0,50 \pm 0,01$	$1,19 \pm 0,04$	$4,46 \pm 0,01$	6000
АЧНС	-	-	$1,2 \pm 0,1$	$4,4 \pm 0,7$	401
АСОС	$(337 \pm 5) \times 10^{-5}$	$0,49 \pm 0,01$	$1,15 \pm 0,09$	$4,46 \pm 0,02$	408
АСПС	$(338 \pm 4) \times 10^{-5}$	$0,49 \pm 0,01$	$1,20 \pm 0,07$	$4,44 \pm 0,02$	374

На рис. 2 представлены полученные графики зависимости временного шума от уровня сигнала. Видно, что методы АСОС и АСПС имеют близкие характеристики по быстродействию и точности определения всех шумовых характеристик. Полученные значения шумов совпадают в пределах погрешности с измеренными стандартом EMVA 1288. Метод АЧНС даёт результаты менее точные значения по сравнению с другими методами. Однако стоит заметить, что немалую роль играет трудоёмкость экспериментальной реализации методов. С этой точки зрения АЧНС является приоритетным, так как для него нет необходимости конструировать специальную однородную или полосовую мишень, поэтому он является самым оперативным из методов сегментации. Наиболее сложным и трудоёмким из методов на основе сегментации является АСПС, так как конструирование специальной сцены и подбор времени экспозиции требуют вложения усилий и времени. Метод АСОС по трудоёмкости и вложениям времени близок к методу АСПС.

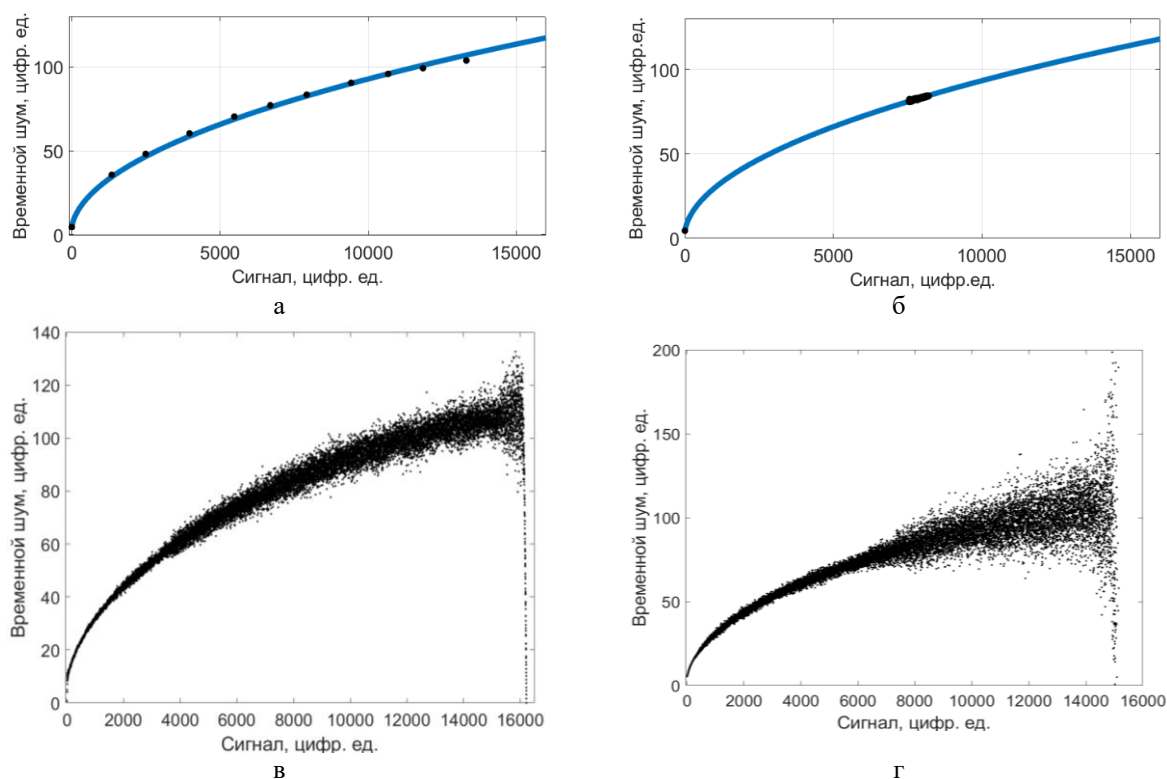


Рис.2. Зависимости временного шума от уровня сигнала, полученные методами EMVA 1288 (а), ACOS (б), АСНС (в), АСПС (г).

Таким образом, метод АСНС является наиболее быстрым, однако менее точным, чем другие методы и не позволяет оценивать пространственные шумы. АСПС сложен в реализации, однако требует всего двух снимков как и метод АСНС, имеет хорошую точность и позволяет находить все шумовые характеристики. Метод ACOS требует для реализации 4 снимка, имеет высокие точностные характеристики и позволяет характеризовать все шумы цифровой камеры. На основе представленного анализа можно сделать вывод, что ACOS является наиболее предпочтительным при подборе камеры для конкретной задачи. ACOS позволит с достаточно высокой точностью прогнозировать отношение сигнал/шум в заданных условиях. Применяя алгоритмы компенсации шумов, можно добиться существенного увеличения отношения сигнал/шум в научных и промышленных экспериментальных исследованиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант No 22-29-00603.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Rutkofske et al. // Journal of Structural Geology. 2022. V. 161. P. 104655.
2. D. Hein et al. // ISPRS Int. J. Geo-Inf. 2019. V. 8. No 5. P. 219.
3. P.A. Cheremkhin et al. // Optical Engineering. 2014. V. 53. No 10. P. 102107.
4. European Machine Vision Association. EMVA Standard 1288 Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras. электронный ресурс, <https://www.emva.org/standards-technology/emva-1288/emva-standard1288-downloads-2/>
5. K. Nakamoto et al. // Optics Express. 2022. V. 30. No 21. P. 37493.
6. Н.Н. Евтихийев и др. // Измерительная техника. 2021. № 4. С. 28.
7. A. Ingle et al. // 2021 IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR). 2021. P. 8585.
8. Н.Н. Евтихийев и др. // Компьютерная оптика. 2021. V. 45. No 2. P. 267.
9. V. D. Silva et al. // Electron. Imag. 2016. V. 28. No 18. P. 1.
10. A.V. Kozlov et al. // IEEE Sensors Journal. 2023. V. 23. No 5. P. 4883.

Взаимодействие световых волн с циркулярной поляризацией на фоторефрактивных голограммах в кубических гиротропных кристаллах

С.М. Шандаров¹, Н.И. Буримов¹, А.О. Злобин¹, С.С. Шмаков¹, А.А. Шмидт¹,
Р.А. Симонян¹, В.Н. Навныко²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

stanislavshandarov@gmail.com

Адаптивные лазерные интерферометрические системы, основанные на фазовой демодуляции сигнального лазерного излучения при его взаимодействии со стационарным опорным пучком на объемной голограмме, формируемой ими в фоторефрактивном кристалле, характеризуются высокой чувствительностью к измеряемым механическим и акустическим колебаниям [1–4]. Благодаря удачному сочетанию величины и скорости фоторефрактивного отклика, а также возможности изготовления образцов различной ориентации с необходимыми размерами, кубические гиротропные кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, принадлежащие к классу симметрии 23, успешно используются в таких адаптивных системах [1–3, 5]. В данных кристаллах, обладающих естественной оптической активностью, собственными решениями волнового уравнения в отсутствие приложенного внешнего электрического поля являются две волны с левой и правой циркулярной поляризацией. В случае использования линейно поляризованных световых волн гиротропия приводит к зависимости коэффициентов их взаимной связи от координат и существованию оптимальной толщины кристалла (то есть длины взаимодействия на фоторефрактивной голограмме) [6], обеспечивающей максимум эффективности этого эффекта. В настоящей лекции рассматривается попутное и встречное взаимодействие на фоторефрактивных голограммах для циркулярно поляризованных опорной и предметной волн, имеющих одинаковые и противоположные знаки вращения соответственно, когда по всей толщине гиротропного кристалла коэффициенты двухпучковой связи являются постоянными величинами.

В первой части лекции описаны собственные волны в невозмущенных кубических кристаллах с естественной оптической активностью с учетом циркулярного дихроизма, и эффекты их интерференции при попутном и встречном видах взаимодействия, в условиях синусоидальной фазовой модуляции сигнальной волны. Далее рассмотрена известная одноуровневая монополярная модель зонного переноса [7], описывающая процессы перераспределения зарядов по донорным и ловушечным центрам в фоточувствительном кристалле. В приближении малых контрастов интерференционной картины получены соотношения для стационарных распределений поля пространственного заряда и его градиента в фоторефрактивной решетке диффузионного типа. Отмечается, что вследствие обратных пьезоэлектрического и флексоэлектрического эффектов электрическое поле фоторефрактивной голограммы сопровождается упругими деформациями, которые могут быть найдены из уравнений эластостатики. Обсуждается вид материальных тензоров, описывающих рассматриваемые эффекты, в кристаллах симметрии 23.

Подробно рассматриваются наводимые полями фоторефрактивной решетки возмущения компонент диэлектрического тензора, обусловленные линейным электрооптическим эффектом Поккельса, и вторичным вкладом фотоупругости, совместно с пьезоэлектрическим и флексоэлектрическим эффектами. Отмечается, что вследствие электрогирации и флексогирации электрическими и упругими полями

соответственно наводятся возмущения компонент псевдотензора гирации кристалла симметрии 23; обсуждается вид соответствующих материальных тензоров.

На основе анализа волнового уравнения, учитывающего фазовые возмущения диэлектрического тензора и псевдотензора гирации фоторефрактивной решеткой и ее абсорбционную компоненту, а также условия синхронизма, выводятся уравнения связанных волн для амплитуд взаимодействующих опорной и сигнальной волн с циркулярной поляризацией, при попутной и встречной геометрии двухволнового взаимодействия. Подробно рассмотрены решения этих уравнений для попутного взаимодействия волн с правой и левой циркулярной поляризацией в кристалле среза (110) при ориентации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений $[001]$ и $[00\bar{1}]$. Из полученных соотношений для коэффициентов связи следует, что рассматриваемые вклады для четырех вариантов взаимодействия отличаются знаками, что позволяет определить неизвестные материальные параметры исследуемого кристалла из экспериментальных данных. Встречное взаимодействие подробно рассмотрено для ориентации векторов световых волн и вектора решетки вдоль кристаллографических направлений $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.

Из решений уравнений связанных волн в приближении неистошаемой накачки выводятся соотношения для сигнала фазовой демодуляции и относительных амплитуд первой и второй гармоник в этом сигнале, при рассмотренных вариантах попутного и встречного взаимодействия.

Рассмотрены схемы адаптивных голографических интерферометров и результатов экспериментального исследования эффектов фазовой демодуляции, с целью выявления дополнительных вкладов в эффекты взаимодействия световых волн с циркулярной поляризацией на отражательных и пропускающих голограммах в кубических гиротропных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Приводятся результаты оценки материальных параметров этих кристаллов из полученных экспериментальных данных. Обсуждаются характеристики адаптивных голографических интерферометров, предназначенных для измерения спектра механических колебаний отражающих объектов и основанных на встречном и попутном вариантах взаимодействия лазерных пучков с циркулярной поляризацией на динамических голограммах, формируемых за счет диффузионного механизма в кристаллах класса симметрии 23.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Petrov et al. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3138.
2. A.A. Kamshilin et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. No 4. P. 031101.
3. А.А. Колегов и др. // Квант. электрон. 2011. Т. 41. № 9. С. 847.
4. Р.В. Ромашко и др. // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 3. С. 277.
5. M.P. Georges et al. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 2001. V. 72. P. 761.
6. В.В. Шепелевич // ЖПС. 2011. Т. 78. № 4. С. 493.
7. N.V. Kukhtarev et al. // Ferroelectrics. 1978. V. 22. No. 1. P. 949.

Тонкая и грубая структуры частотного спектра мощных лазерных диодов при медленной деградации

В.В. Близнюк¹, В.А. Паршин¹, А.Г. Ржанов², О.И. Семенова¹, А.Е. Тарасов¹

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ»

² Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

4059541@mail.ru

Мощные полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) с выводом излучения через оптическое волокно широко используются в разных областях науки, техники и медицины. К таким лазерам принято относить ЛД с мощностью непрерывной генерации от сотен милливатт до нескольких ватт, а также ЛД, у которых с электрического контакта шириной 1 мкм снимается излучение мощностью 10 мВт и более [1].

Современные методики тестирования гетероструктуры мощных ЛД основаны на анализе временной зависимости мощности, диаграммы направленности и степени линейной поляризации (контраста) [2-6]. При нормальном режиме работы ЛД первые признаки деградации проявляются через две-три тысячи часов наработки. Поэтому в настоящее время для тестирования гетероструктуры ЛД используется метод ускоренного старения при повышенной температуре окружающей среды. Однако в ходе ускоренного старения ЛД они могут практически полностью вырабатывать свой ресурс, что не позволяет решить главную проблему, остро стоящую при серийном производстве лазеров – проблему определения качества конкретного отдельно взятого активного элемента ЛД без расходования значительной части ресурса лазеров [7].

В экспериментах, проведенных за последний год, мы впервые анализировали деградацию лазера, основываясь не только на грубой структуре спектра, но и на тонкой. Исследовался спектр излучения ЛД модели KLM-N980-120-5 мощностью 120 мВт через 10 часов наработки и через 90 часов ускоренных испытаний на старение при температуре 45° С (что эквивалентно 250 часам работы в штатном режиме). Спектры излучения ЛД до и после ускоренных испытаний лазера на старение приведены на рис.1 (а, б). Для измерений спектра был использован спектрометр МДР-23 с разрешением 0.05 нм по длине волны.

На рисунке 1 (а, б) видно, что спектр излучения ЛД лежит в диапазоне, указанном в паспорте – 980 ± 5 нм. Спектр представляет собой эквидистантно расположенные линии, что характерно для резонатора Фабри-Перо. Это подтверждает то, что тонкая структура содержит пики продольных мод ЛД. Измерения показали, что расстояние между продольными модами Фабри-Перо равно 0.2 нм, и это соответствует длине резонатора 0,67 мм. В тонкой структуре наблюдаются группы продольных мод с пиками большой интенсивности. Огибающие таких групп пиков (на рис.1 не изображены) представляют собой элементы грубой структуры спектра ЛД, рассмотренные нами ранее в работах [2,3].

На рис.1 видно, что в процессе деградации ЛД в течение 90 часов ускоренных испытаний на старение наблюдаются два процесса: появление в грубом спектре двух новых огибающих группы пиков большой интенсивности и увеличение спектральной ширины линий продольных мод. Новые огибающие групп пиков тонкой структуры большой интенсивности соответствуют появлению в активном резонаторе ЛД новых каналов генерации [2,3]. Объясняется это тем, что в процессе деградации увеличиваются потери $\alpha_{\text{внутр}}$ в резонаторе, и в связи с этим уменьшается средняя длина когерентности $L_{\text{ког}}$ излучения продольных мод [2].



Рис. 1. Спектральные характеристики мощных ЛД модели KLM-H980-120-5: а) на начальном этапе эксплуатации; б) через 90 часов ускоренных испытаний на старение

На рис.1 также видно, что внутри огибающих происходит одновременное уширение линий тонкой структуры спектра — резонансов продольных мод. Заметим, что общее число генерируемых продольных мод ЛД при деградации практически не меняется, и составляет для рассматриваемого лазера величину около 60 штук. Расстояние между тонкими пиками не меняется, а ширина пиков увеличивается.

Итак, вдобавок к традиционному контролю мощности ЛД, мы установили новые два фактора, которые можно использовать для быстрой диагностики выработки ресурса лазерного диода по спектру его излучения: это ширина спектра отдельной продольной моды и количество пиков грубой структуры спектра. Одновременное использование двух (с мощностью - трёх) критериев старения значительно увеличит степень достоверности и точности определения момента начала неприемлемой для данного прибора деградации и связанной с этой необходимостью замены ЛД.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Е. Жуков. “Физика и технология полупроводниковых наноструктур”. СПб.: Элмор. 2007. 304 с.
2. В. В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11 С. 1598.
3. В. В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008.
4. В. В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255.
5. А.А. Адамов, М.С. Баранов, В.Н. Храмов // Научно-технический вестник ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.
6. И.С. Тарасов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №. 8. С. 661.
7. В. Г. Сидоров, Н. М. Шмидт // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2 (170). С.71.

Расчет спектрального пропускания акустооптического фильтра при амплитудной и частотной модуляции управляющего сигнала

Е.А. Дьяконов¹, В.Э. Пожар²

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
ead1989@gmail.com

Акустооптический (АО) перестраиваемый фильтр – это спектральный прибор, действующий по принципу дифракции света на ультразвуке. В случае гармонической ультразвуковой (УЗ) волны, ширина окна спектрального пропускания минимальна и определяется размерами области взаимодействия [1]. При этом, в ряде практических задач нужно обеспечить регулируемую ширину окна и управлять формой функции пропускания [2-5]. Для этого может использоваться, например, модулированный или мультичастотный управляющий сигнал, каждая из частотных составляющих которого вызывает дифракцию света на соответствующей длине волны, расширяя окно или образуя многооконную функцию. При этом, в силу нелинейной зависимости коэффициента дифракции от мощности ультразвука, функция пропускания АО фильтра $S(\lambda)$, в общем случае, не совпадает со спектром мощности управляющего сигнала $P(f)$.

Целью настоящей работы явилось определение характеристик широкоугольного АО фильтра (рис. 1) при подаче на его вход квазигармонического сигнала с произвольным характером модуляции амплитуды и частоты во времени. Обсуждается также и обратная задача, то есть синтез управляющего сигнала, позволяющего получить заданную функцию пропускания.

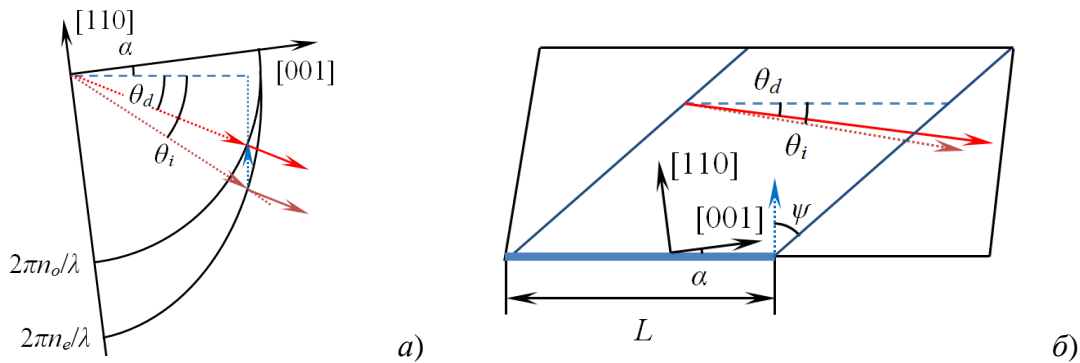


Рис. 1. Геометрия дифракции света на ультразвуке: а) - векторная диаграмма, б) – схема АО ячейки. Лучевые векторы обозначены сплошными линиями, волновые – пунктирными.

Пусть падающее излучение (0-й порядок дифракции) линейно поляризовано и соответствует необыкновенной волне в одноосном АО кристалле, а дифрагированное – обыкновенной. Тогда частота брэгговского синхронизма на длине волны света λ равна:

$$f_c = V(\alpha) \left(n_i(\theta_i, \alpha) \sin \theta_i \pm \sqrt{n_o^2 - n_i^2(\theta_i, \alpha) \cos^2 \theta_i} \right) / \lambda, \quad (1)$$

где α – угол, задающий направление УЗ волны, V – скорость звука в этом направлении, углы θ_i и θ_d задают направления световых волн 0-го и 1-го порядков, n_i и n_o – соответствующие показатели преломления (рис. 1а). Коэффициент дифракции находится путем решения уравнений связанных мод и равен:

$$I(A, R) = \frac{A^2}{A^2 + R^2} \sin^2 \frac{\sqrt{A^2 + R^2}}{2}, \quad (2)$$

где A и R – безразмерные параметры коэффициента АО связи и расстройки:

$$A(\lambda) = (\pi l / \lambda) \sqrt{2PM(\lambda) / S}; \quad R(f_c - f) = 2(f_c - f) \pi l \sin \theta_i / V. \quad (3)$$

В этих соотношениях P и S – УЗ мощность и поперечное сечение УЗ столба, M – коэффициент АО качества, f – частота управляющего сигнала, $l = L \cos \psi / \cos(\psi - \theta_a)$ – длина взаимодействия, то есть путь, проходимый световым лучом в пределах УЗ столба, L – размер пьезоэлемента, ψ – угол сноса энергии УЗ волны. Подставляя соотношение (1) в (3), а затем (3) в (2), можно найти зависимость $I(\lambda)$ при фиксированном значении f , то есть классическую функцию пропускания АО фильтра.

Теперь рассмотрим зависимость коэффициента пропускания от длины волны излучения в случае, когда УЗ волна модулирована по амплитуде и частоте внешними периодическими сигналами с периодом T по закону, заданному функциями $a(\tau)$ и $f(\tau)$, где $\tau = t / T$ – безразмерный параметр времени:

$$u(\tau) = a(\tau) \cos \left(2\pi T \int_0^\tau f(\tau') d\tau' \right), \quad (4)$$

причем масштаб значений $a(\tau)$ выбран так, что мощность сигнала равна P при $a = 1$. Хотя спектральная функция пропускания будет зависеть от времени, основной интерес представляет результат ее усреднения за период модуляции управляющего сигнала [6].

В широкоугольном фильтре лучевые вектора обоих порядков дифракции параллельны, поэтому в приближении геометрической оптики можно считать процессы АО взаимодействия в каждой лучевой трубке независимыми друг от друга. Усреднение эффективности дифракции по времени устраняет влияние задержек сигнала, вызванных конечной скоростью звука внутри ячейки. Поэтому результат, полученный для одной лучевой трубки, справедлив и для всего светового пучка.

Обозначим мгновенную функцию пропускания в данный момент времени как $S_0(\lambda, \tau)$. После усреднения за период модулирующего сигнала она становится равной:

$$S(\lambda) = \int_0^1 S_0(\lambda, \tau) d\tau. \quad (5)$$

Пользуясь выражением (1), заменим в выражении (5) длину волны λ на частоту ультразвука f_c , соответствующую брэгговскому синхронизму на данной длине волны. Далее, предположим, что частота управляющего сигнала f в течение отрезка времени от 0 до T изменяется монотонно, а затем мгновенно возвращается к первоначальному значению. Это не ограничивает общности рассмотрения, поскольку всегда можно разбить период перестройки частоты на отрезки, на каждом из которых она изменяется монотонно. Тогда вместо функции $f(\tau)$ можно рассмотреть обратную ей функцию $\tau(f)$ и заменить в выражении (5) переменную интегрирования τ на f :

$$S(\lambda(f_c)) = \int_{f(0)}^{f(1)} S_0(\lambda(f_c), \tau(f)) \frac{d\tau}{df} df. \quad (6)$$

Спектральную характеристику фильтра удобно переобозначить как функцию частоты синхронизма: $S(\lambda(f_c)) = W(f_c)$. Устранив явную зависимость от времени в выражении для мгновенной функции пропускания, ее также становится возможным выразить как функцию нормированной амплитуды и расстройки: $S_0(\lambda(f_c), \tau(f)) = W_0(f_c, f)$. Эта функция получается из выражения (2) с учетом того, что коэффициент связи A в каждый момент времени умножается на переменную амплитуду УЗ волны:

$$W_0(f_c, f) = I(A(\lambda(f_c))a(\tau(f)), R(f_c - f)), \quad (7)$$

где коэффициенты A и R определяются выражением (3). Тогда окончательное выражение для спектральной характеристики фильтра примет вид:

$$S(\lambda) = W(f_c(\lambda)) = \int_{f(0)}^{f(1)} I(A(\lambda(f_c))a(\tau(f)), R(f_c - f)) \frac{d\tau(f)}{df} df. \quad (8)$$

Рассмотрим частные случаи выражения (8). Один из них – приближение малого коэффициента дифракции, когда он линейно зависит от мощности УЗ волны. Это соответствует условию $A \ll \pi$, при котором выражение (2) преобразуется к виду:

$$I(A, R) = (A/2)^2 \operatorname{sinc}^2(R/2), \quad (9)$$

где $\operatorname{sinc} x = \sin x/x$. Разделение сомножителей, содержащих A и R , позволяет вынести первый из них в выражении (8) за знак интеграла и свести последний к свертке двух функций, одна из которых определяется лишь классической формой окна АО фильтра, а другая – законом модуляции управляющего сигнала.

Полоса пропускания фильтра по частоте $\Delta f = 0,89V/l \sin \theta_i$ определяется из выражения (3) по условию $R(\Delta f/2) = 0,89\pi$, обеспечивающему падение коэффициента дифракции I (9) в 2 раза по сравнению с синхронизмом. Для узкополосного фильтра, то есть при условии $\Delta f \ll |f(1) - f(0)|$, выражение (8) окончательно сводится к:

$$S(\lambda) = W(f_c(\lambda)) = \left(\frac{A(\lambda)}{2} \right)^2 a^2(\tau(f_c(\lambda))) \frac{d\tau(f_c(\lambda))}{df_c} \frac{\Delta f}{0,89}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что коэффициент пропускания фильтра на некоторой длине волны определяется длительностью отрезка времени, в течение которого частота управляющего сигнала находится в полосе синхронизма для данной длины волны.

Еще один практически интересный случай, позволяющий упростить выражение (8), соответствует поддержанию мощности УЗ волны на таком уровне, чтобы обеспечить независимость коэффициента связи от длины волны излучения, то есть

$$a(\tau(f_c(\lambda))) = A_0 / A(\lambda), \quad (11)$$

где A_0 – выбранное постоянное значение. Подставляя выражение (11) в (8) и проводя аналогичные преобразования, получим в случае узкополосного фильтра:

$$S(\lambda) = W(f_c(\lambda)) = \left(\frac{A_0}{2} \right)^2 G(A_0) \frac{d\tau(f_c(\lambda))}{df_c} \frac{\Delta f}{0,89}, \quad (12)$$

где введена вспомогательная функция $G(A_0) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}^2(\sqrt{A_0^2 + R^2}/2) dR$. С ее помощью учитываются нелинейные эффекты перемодуляции и расширения частотной полосы АО ячейки при больших значениях коэффициента связи $A_0 \geq \pi$.

В простейшем случае линейного качания частоты величина $d\tau/df_c$ постоянна и равна $1/|f(1) - f(0)|$. В этом случае выражение (12) примет вид

$$S(\lambda) = W(f_c(\lambda)) = \left(\frac{A_0}{2} \right)^2 G(A_0) \frac{\Delta f}{0,89|f(1) - f(0)|} = \text{const}. \quad (13)$$

Как видно, коэффициент дифракции уменьшается во столько же раз, во сколько расширяется спектр пропускания по сравнению с гармоническим управляющим сигналом, так как широкополосный сигнал имеет меньшую спектральную плотность мощности. Однако, повышение мощности сигнала не приведет к пропорциональному росту эффективности дифракции в силу нелинейности АО взаимодействия.

Практический интерес представляет задача нахождения такого управляющего сигнала, который обеспечит заданный вид спектральной характеристики $S(\lambda)$. По сути, она сводится к решению нелинейного интегрального уравнения (8) относительно функций $\tau(f)$ и $a(\tau)$. Такая задача в общем случае не имеет однозначного решения [2], однако может быть приближенно решена при некоторых дополнительных условиях.

Пусть задана требуемая форма спектральной характеристики $S'(\lambda)$ с точностью до масштабного коэффициента. Также наложим условие вида (11), что обеспечит

неизменность формы окна пропускания фильтра при перестройке частоты. Пользуясь зависимостью (1), выразим заданную спектральную характеристику как функцию частоты синхронизма: $S'(\lambda(f_c)) = W'(f_c)$. Затем найдем функцию $\tau(f)$ из соотношения:

$$\tau(f_c) = \frac{\int_{f_{\min}}^{f_c} W'(f) df}{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} W'(f) df}, \quad (14)$$

где f_{\min} и f_{\max} – пределы перестройки частоты, определяемые шириной заданного окна пропускания $S'(\lambda)$. Полученная функция (14) определяет закон частотной модуляции управляющего сигнала, а ее подстановка в (11) – соответствующий закон амплитудной модуляции. Подставляя (14) в (12) и переходя к интегрированию по λ , можно выразить синтезированную функцию пропускания $S(\lambda)$ и показать, что $S(\lambda) = CS'(\lambda)$, где C – некоторая константа.

Для примера рассмотрим решение обратной задачи для АО ячейки из парателлурита с параметрами $\alpha = 7^\circ$, $L = 7$ мм, $S = 50$ мм². Ширина частотной полосы фильтра равна $\Delta f = 540$ кГц. На рис. 2а пунктиром показана заданная характеристика $S'(\lambda)$ (с соответствующим масштабированием для наглядности). Закон амплитудной и частотной модуляции сигнала, найденный при помощи выражений (14) и (11) при условии $A_0 = \pi$, представлен на рис. 2б. Мощность УЗ волны при $a = 1$ равна $P = 0,55$ Вт. В свою очередь, подстановка этих зависимостей в выражение (12) дает спектральную характеристику $S(\lambda)$, показанную на рис. 2а сплошной линией.

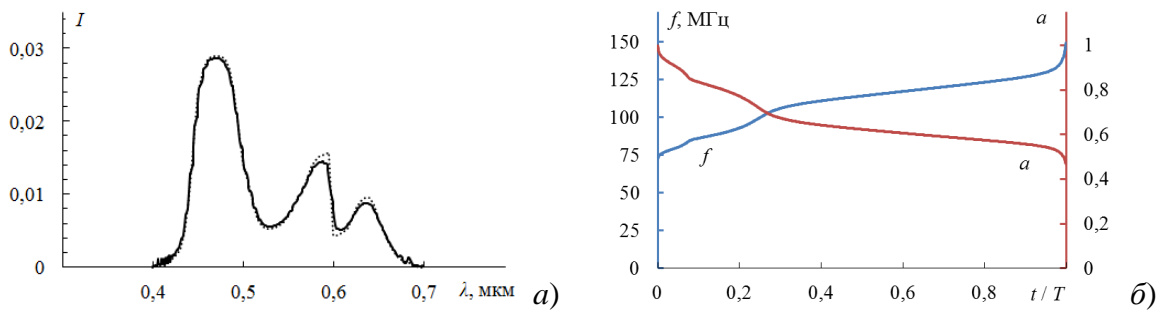


Рис.2. Решение задачи синтеза окна пропускания: а) – спектральные характеристики, заданная (пунктир) и синтезированная (сплошная); б) – рассчитанный закон модуляции управляющего сигнала.

Видно, что эффективность дифракции составляет лишь единицы процентов, что является следствием значительного расширения спектральной характеристики. Также видно, что достижимая характеристика $S(\lambda)$ наиболее сильно отличается от заданной $S'(\lambda)$ в области резких изменений последней, что обусловлено конечной шириной собственного окна пропускания фильтра [2,7]. Повысить точность синтеза можно либо используя более узкополосный фильтр (ценой дальнейшего падения эффективности дифракции), либо корректируя функцию $S'(\lambda)$ путем деконволюции с функцией пропускания фильтра. Более подробное исследование этой задачи будет представлено в отдельной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.P.Goutzoulis, D.R.Rape. “Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices”. Boca Raton, USA: CRC Press, 2004.
2. В.Э.Пожар, В.И.Пустовойт // Изв. РАН. Сер. Физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1375.
3. М.М.Мазур, Ю.А.Судденюк, В.Н.Шорин // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 4. С. 56.
4. М.М.Мазур, Ю.А.Судденюк, В.Э.Пожар // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. № 2. С. 284.
5. A.S.Machikhin et al. // Proc. SPIE. 2018. V.10815. P. 108150L.
6. Е.А.Дьяконов, В.Э.Пожар // Светотехника. 2022. № 5. С. 44.
7. В.Э.Пожар, В.И.Пустовойт // Докл. РАН. 2006. Т. 406. № 1. С. 40.

Оптические свойства мультиплексных вихревых структур

А.М. Зотов, П.В. Короленко, Н.Н. Павлов

Физический факультет Московского государственного университета имени

М.В. Ломоносова

pvkorolenko@rambler.ru

Световые пучки с вихревыми дислокациями волнового фронта нашли применение в различных метрологических и коммутационных оптических системах [см., например, 1-3], а также в оптических манипуляторах [4,5]. В последнем случае высокую эффективность доказала схема, когда на расположение малых частиц с целью их захвата и перемещения направляется не один вихревой пучок, а целая их суперпозиция. При использовании такого рода мультиплексных световых полей очень часто возникает задача формирования системы мелкомасштабных дислокаций, которая будет распространяться на некоторое расстояние в оптическом тракте используемого устройства без существенных искажений. В данной работе для решения этой задачи предлагается новый способ построения мультиплексной системы мелкомасштабных вихревых дислокаций максимально устойчивых к влиянию дифракции.

Мультиплексирование пучков с дислокационными образованиями различных типов осуществлялось путем их представления в виде периодической матрицы. Фрагмент такой матрицы из четырех элементов (1 - 4) приведен на рис. 1. В центре каждого элемента располагался световой пучок с распределением амплитуды световых колебаний $A(x, y)$ по поперечным координатам x и y . Для того, чтобы "сшить" значения фазы колебаний на границах ячеек проводилось инвертирование направлений поперечных координат в соседних квадрантах рабочего поля. (см. рис. 1).

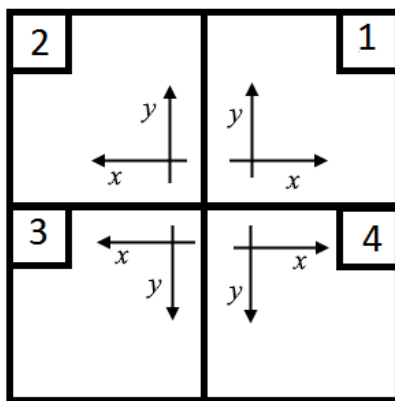


Рис.1. Фрагмент периодической матрицы.

На первом этапе исследований по специально разработанной оригинальной процедуре осуществлялось моделирование пучка с предельно малым размером дислокации. Последняя строилась путем азимутального вращения краевой дислокации, построенной в соответствии с алгоритмом, представленным в работе [6]. Для размера дислокации w на полувысоте справедлива формула

$$w = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{d}{(P+1)},$$

где d определяет размер рабочего поля, а P – число гармоник излучения. Парциальный пучок мультиплексной системы, полученный на основе вращения краевой дислокации,

показан на рис. 2а. Его особенность состоит в том, что в окрестности сингулярной точки с нулевой амплитудой интенсивность излучения примерно постоянна.

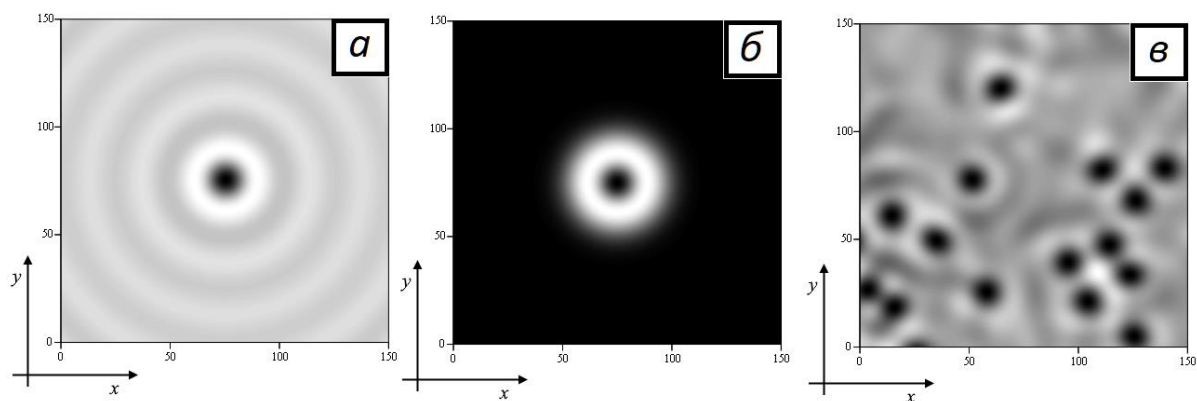


Рис. 2. Образующие пучки мультиплексных систем. а – пучок на основе краевой дислокации, б – цилиндрическая мода TEM_{01} , в - случайно расположенные дислокации.

Было осуществлено сравнение оптических свойств данной системы с характеристиками других мультиплексных структур. Для сравнения были выбраны суперпозиции цилиндрических мод Лагерра-Гаусса TEM_{01} (рис. 2б) и совокупность случайно расположенных мелкомасштабных дислокационных образований (рис. 2в). Случайные мелкомасштабные дислокации моделировались на основе традиционных спекловых структур путем их дополнительного сжатия. Процедура сжатия производилась с использованием процедуры Герчберга-Сакстона, которая часто применяется при решении фазовой проблемы в оптике. Структуры, предназначенные для сравнения, строились таким образом, чтобы изначальные эффективные размеры дислокаций были такими же, как и у претерпевшей вращение краевой дислокации.

Сравнительный анализ мультиплексных систем, использующих представленные на рис. 2 пучки, показал, что наибольшей структурной устойчивостью в процессе распространения в свободном пространстве обладает система с парциальными пучками, предложенными в данной работе (рис. 2а). Так, если на расстоянии $z = 0.015T$ (T – расстояние Тальбо, равное $T = 2a^2/\lambda$, a – период системы, λ – длина волны), периодическая система с подобными пучками сохраняла общую форму амплитудно-фазового распределения при неизменном положении центров дислокационных образований, то при иных парциальных пучках при таком же удалении от начальной плоскости структура светового поля кардинальным образом изменялась. Это происходит вследствие интерференции отдельных структурных элементов. Наиболее сильные возмущения испытывало спеклоподобное поле (рис. 2в). Уже начиная с расстояния $z = 0.002T$ случайно расположенные дислокации начинали хаотически смещаться.

Предложенная мультиплексная система может найти широкое применение в оптических исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Gateau et al. // Opt. Lett. 2013. V. 38. P. 5188.
2. А.М. Зотов и др. // Известия РАН. Сер. 2022. Т.86. № 1. С. 21.
3. А.В. Кретушев и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 1. С.66.
4. E. R. Dufresne et al. // Rev. Sci. Instr. 1998. V. 69, P. 1974.
5. Р.В. Скиданов и др. // Компьютерная оптика, 2013, Т. 37. № 4. С. 431.
6. Р.В. Хемминг, “Цифровые фильтры” М. Недра, 1987.

Рассеяние поляризованных импульсов оптического излучения в тонких облачных слоях

Я.А.Илюшин^{1,2}

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

² *Институт радиотехники и электроники В.А.Котельникова РАН*

ilyushin@phys.msu.ru

Теория переноса излучения [1] является хорошо зарекомендовавшей себя приближенной теорией для оценки энергетических характеристик радиационных полей в случайных средах. Он широко применяется как в задачах радиационного теплообмена [2], так и для анализа и интерпретации данных дистанционного зондирования [3]. Корректное моделирование полей излучения требует правильного учета поляризации излучения и его изменений при рассеянии. В настоящее время доступны быстрые и точные компьютерные коды для оценки индивидуальных свойств рассеяния (матриц Мюллера) частиц [4]. Алгоритмы статического моделирования переноса поляризованного излучения в простых средах и конфигурациях источников (плоские слоистые среды [5], источники теплового излучения [6]) обеспечивают точность, необходимую для современных приложений дистанционного зондирования. Пренебрежение поляризацией значительно упрощает все расчеты, хотя и приводит к погрешности до десятков процентов [7]. Скалярный подход до сих пор используется для качественных оценок [8], а также для моделирования сложных полей с сингулярностями [9]. Кроме того, вновь возникающие задачи обычно сначала исследуются в скалярном приближении. Среди известных опубликованных работ по нестационарным задачам переноса излучения, наоборот, не так много работ, в которых учитывается поляризация (см. [10] и ссылки там). В числе этих работ стоит упомянуть статью [11], где исследуется так называемое динамическое обратное рассеяние гало в оптически толстой среде. Кроме того, в работе [12] полуаналитическое решение нестационарной поляризованной задачи радиационного переноса валидировано моделированием методом Монте-Карло (МС) поляризованных отраженных сигналов лидара.

В целом состояние поляризации фотона содержит ценную информацию о предыдущей истории жизни этого фотона в среде. Учет поляризации не только количественно повышает точность моделирования, но и позволяет качественно анализировать процесс формирования радиационного поля. Распределение интенсивности и поляризации с временным разрешением помогает для разделения фотонов с разной длиной пробега. Это используется в экспериментах по селективному зондированию пространственно-неоднородных сред. [13,14]. Одной из наиболее сложных задач теории переноса излучения является расчет поля точечного мононаправленного (ТМ) источника [15]. Источник ТМ, с одной стороны, является фундаментальным элементарным источником излучения в теории переноса излучения. Любая функция источников уравнения переноса излучения (УПИ) может быть представлена в виде линейной суперпозиции источников типа ТМ. С другой стороны, узкие коллимированные пучки излучения, в частности лазерные лучи, широко применяются в дистанционном зондировании природной среды [16], геодезии и навигации [17], беспроводной связи [18], медицине [19], различных технологических процессах [20] и т.д. В связи с этим опубликовано много работ по распространению импульсных [11] и непрерывных [21] пучков излучения. В большинстве этих работ (всех цитируемых здесь, кроме [11]) используется скалярный подход к расчету поля, т.е. поляризация фотонов там игнорируется.

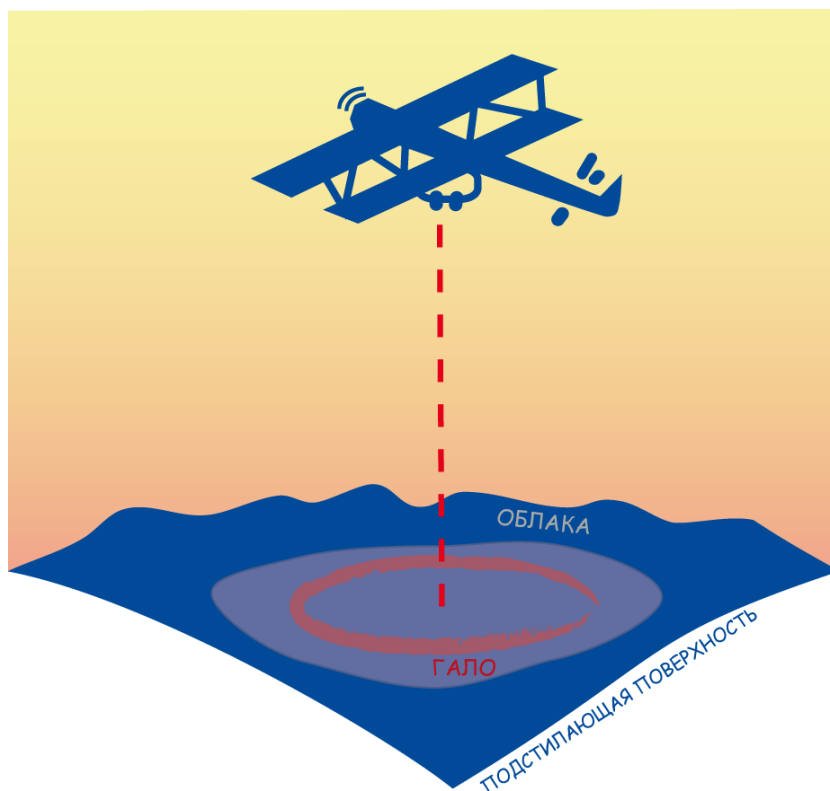


Рис. 1. Схема зондирования облачного слоя визуализирующим лидаром

В работе [11] численно решено векторное уравнение переноса излучения (ВПИ) с помощью алгоритма Монте-Карло и показано, что в слоях конечной толщины может формироваться так называемое динамическое гало обратного рассеяния (кольцеобразный максимум интенсивности излучения). Такое зависящее от времени гало обратного рассеяния наблюдалось при диффузном отражении лазерного излучения от облачных слоев в эксперименте с так называемыми визуализирующими лидарами [22] (рис.1). Численное моделирование без поляризации [23] теоретически подтвердило эти наблюдения.

В данной работе приведены результаты исследований эффекта динамического гало обратного рассеяния с учетом поляризации излучения. Векторное уравнение переноса поляризованного излучения в плоскослоистой среде с точечным мононаправленным источником численно решено с помощью конечно-разностной схемы на высокопроизводительном параллельном компьютерном кластере. Пример результатов численного моделирования поляризованного светового поля в среде приведён на рис. 2. Полученные результаты объяснены с помощью простой аналитической модели на уровне полуколичественного согласия.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [24].

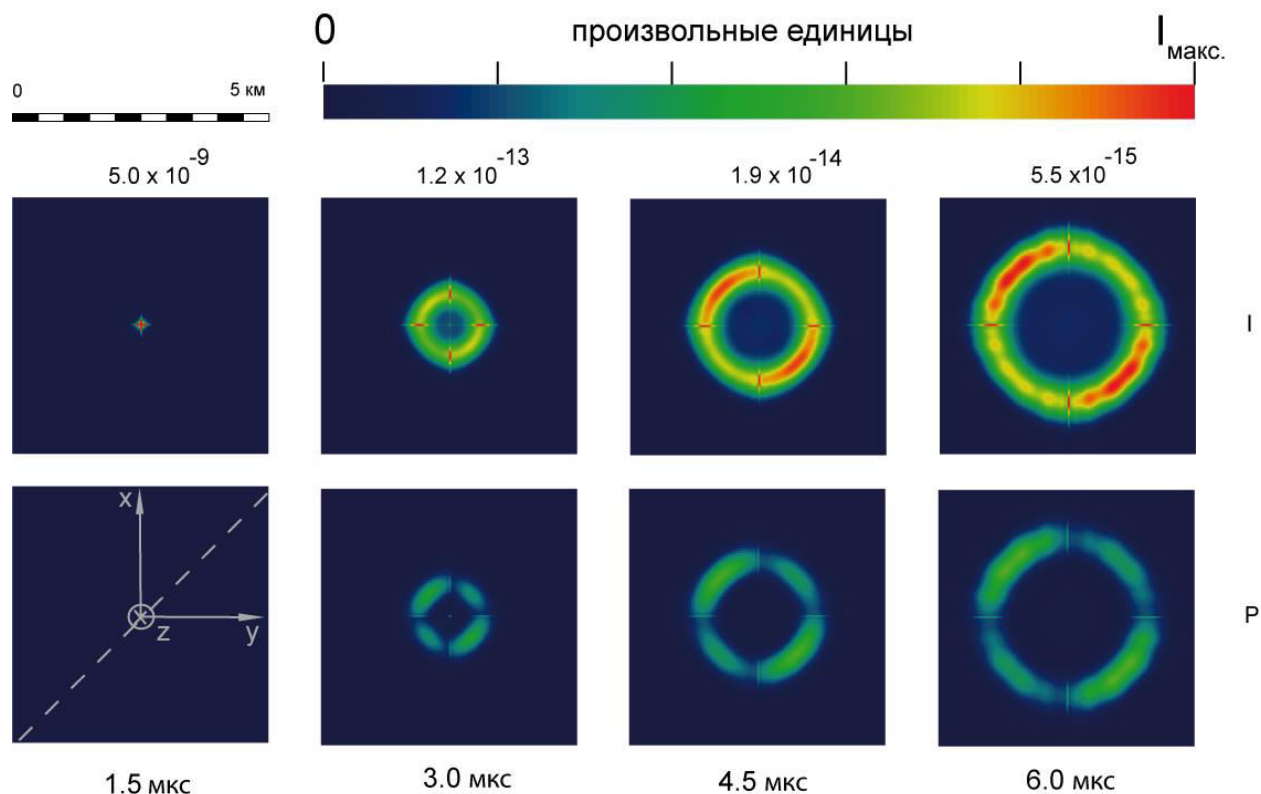


Рис. 2. Результаты численного моделирования поляризованного светового поля в тонком облачном слое. Плоскость линейной поляризации излучения импульсного лазерного источника указана пунктирной линией. Верхний ряд – интенсивность излучения, нижний ряд – интенсивность поляризованной компоненты излучения. Максимальная интенсивность излучения в относительных единицах указана цифрами в верхнем ряду.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Chandrasekar Перенос лучистой энергии М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
2. M. N. Ozisik, Radiative transfer and interactions with conduction and convection, New York, Wiley, 1973.
3. C. Emde, V. Barlakas, C. Cornet, F. Evans, S. Korkin, Y. Ota, L. Labonnote, A. Lyapustin, A. Macke, B. Mayer, and M. Wendisch // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2015. V.164. P.8–36.
4. A. Moroz // Appl. Opt. 2005. V.44. P.3604–3609.
5. K. Stamnes, S.-C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera // Appl. Opt. 1988. V.27. P. 2502–2509.
6. C. Emde, S. A. Buehler, C. Davis, P. Eriksson, T. R. Sreerekha, and C. Teichmann. // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2004. V.109. P. D24207.
7. C. Adams and G. Kattawar // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1970. V.10. P.341 – 356.
8. A. D. Kim and M. Moscoso // Opt. Lett. 2004. V.29. P.74–76.
9. Y. A. Ilyushin and V. P. Budak // J. Opt. Soc. Am. A 2011. V.28. P.1358–1363.
10. H.-L. Yi, X. Ben, and H. Tan // Opt. Express. 2013. V.21. P.26693–26713.
11. K. Phillips, M. Xu, S. Gayen, and R. Alfano // Opt. Express 2005. V.13. P.7954–7969.
12. L. I. Chaikovskaya, E. P. Zege, I. L. Katsev, M. Hirschberger, and U. G. Oppel // Appl. Opt. 2009. V.48. P.623–632.
13. A. G. Luchinin, M. Y. Kirillin, and L. S. Dolin // Appl. Opt. 2018. V.57, P.673–677.

14. X. Guo, M. F. G. Wood, and A. Vitkin // *Opt. Express* 2007. V.15. P.1348–1360.
15. S. Chandrasekhar // *Proceedings of the National Academy of Science* 1958. V.44. P.933–940.
16. E. W. Eloranta // *Appl. Opt.* 1998. V.37. P.2464–2472.
17. G. A. Kaloshin, G. G. Matvienko, S. A. Shishkin, V. I. Anisimov, V. V. Butuzov, V. V. Zhukov, G. V. Stolyarov, and V. P. Pasyuk // *Appl. Opt.* 2016. V.55. P.8556–8563.
18. G. Giuliano, L. Laycock, D. Rowe, and A. E. Kelly // *Opt. Express* 2017. V.25. P.33066–33077.
19. V. V. Tuchin, "Light scattering study of tissues," *Phys. Usp.* 1997. V.40. P.495–515.
20. S. V. Shalupaev, A. V. Maksimenko, V. N. Myshkovets, and Y. V. Nikityuk // *J. Opt. Technol.* 2001. V.68. P.758.
21. A. Lewis, M. Bell, R. Wagner, Q. Su, and R. Grobe // *Laser Physics* 2003. V.13. P.207–212.
22. R. Cahalan, M. McGill, J. Kolasinski, T. Varnai, and K. Yetzer // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 2005. V.22. P.605–627.
23. S. M. Prigarin // *Atmospheric and Oceanic Optics* 2017. V.30. P.79–83.
24. V.A. Sadovnichy et al. // *CRC Computational Science*, Boca Raton, USA, CRC Press. 2013. P.283--307.

Свойства фрактальных спеклоподобных структур

О.М. Вохник, П.В. Короленко, В.И. Мохов

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва
vokhnik@rambler.ru

Ведущиеся в настоящее время исследования фрактального спеклоподобного оптического излучения имеют как общенаучное, так и практическое значение. Можно указать, что возможность управления нелокальными корреляциями и функциями плотности вероятности интенсивности спекл-паттернов может быть использована в микроскопии со спекл-освещением [1], получении изображений со сверхвысоким разрешением [2] в исследованиях холодных атомов [3]. Весьма многообещающим является их использование в офтальмологии при терапии глазных болезней [4].

В данной работе представлены два подхода к формированию световых спекловых структур с полезными в практическом отношении свойствами. Первый из них основан на применении в качестве вычислительного алгоритма двумерной функции Вейерштрасса [5]. Она имеет вид

$$W_{k,m} = \sigma \sum_{v=0}^V \sum_{n=0}^N \left[b^{(D-2)n} \cdot \cos \left[2\pi s b^n \left[\left(k + \frac{K+1}{2} \right) \sin(\alpha v) + \left(m + \frac{K+1}{2} \right) \cos(\alpha v) \right] + \Psi_n + \Psi_v \right] \right] + A, \quad (1)$$

где W - амплитуда поля, дискретные поперечные координаты $0 \leq k, m \leq K-1$ (K - целое число), D - фрактальная размерность, s - масштабирующий параметр, b - коэффициент скейлинга; σ - нормировочный множитель; n - номер гармоники; v - азимутальный индекс; $\Psi_{n,v}$ - случайные фазы, зависящие от n и v . Величина A определяла амплитуду дополнительной плоской волны.

На рис.1а приведено изображение спеклового поля $W_{k,m}$, полученное с помощью функции Вейерштрасса при $D = 1.45$. Доказательством его фрактальности является скейлинговая структура соответствующего пространственного спектра (рис.1б), параметр скейлинга которого совпадает с величиной b в выражении (1).

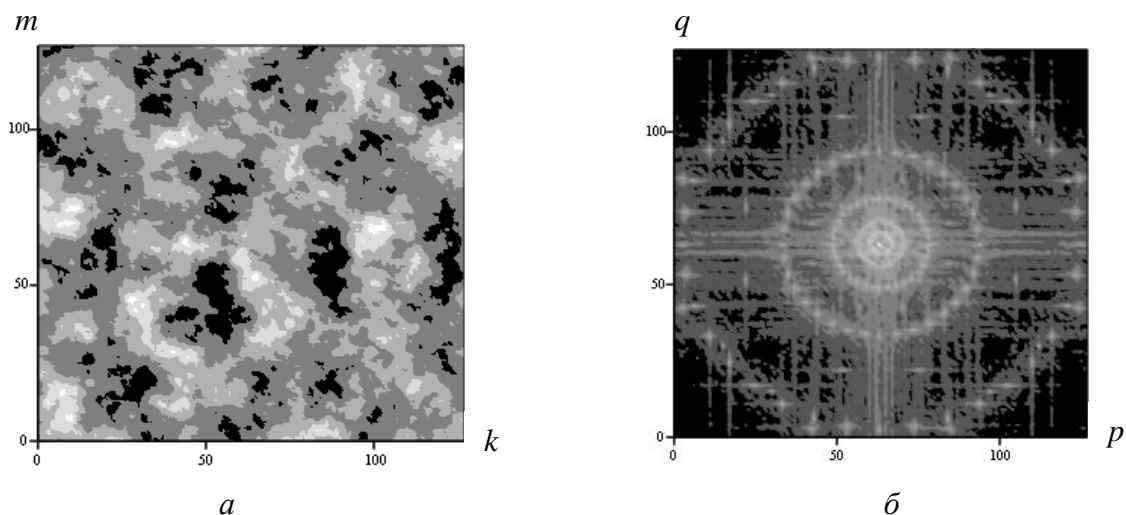


Рис. 1. Распределение амплитуды оптического спеклового поля $W_{k,m}$ в поперечной плоскости (а) и пространственный спектр поля $W_{k,m}$ (б), p, q – пространственные частоты.

Второй подход к генерированию фрактальных спекловых распределений, впервые предлагаемый в этой работе, предполагает использование представлений динамического хаоса. В основу вычислений была положена формула для квадратичного логистического отображения числовых значений x_n [6]

$$x_{n+1} = \lambda \cdot x_n \cdot (1 - x_n), \quad (2)$$

где λ – параметр отображения, характеризующий скорость приближения нелинейной системы к хаосу.

В этом случае двумерная структура поля строилась на основе специально разработанной трансляционной процедуры преобразования множества x_n в элементы матрицы $B_{k,m}$, определяющей вид квазиспеклового изображения (рис. 2а). Его фрактальность видна непосредственно из самоподобного расположения спеклов и подтверждается самоподобием пространственного спектра (рис.2б).

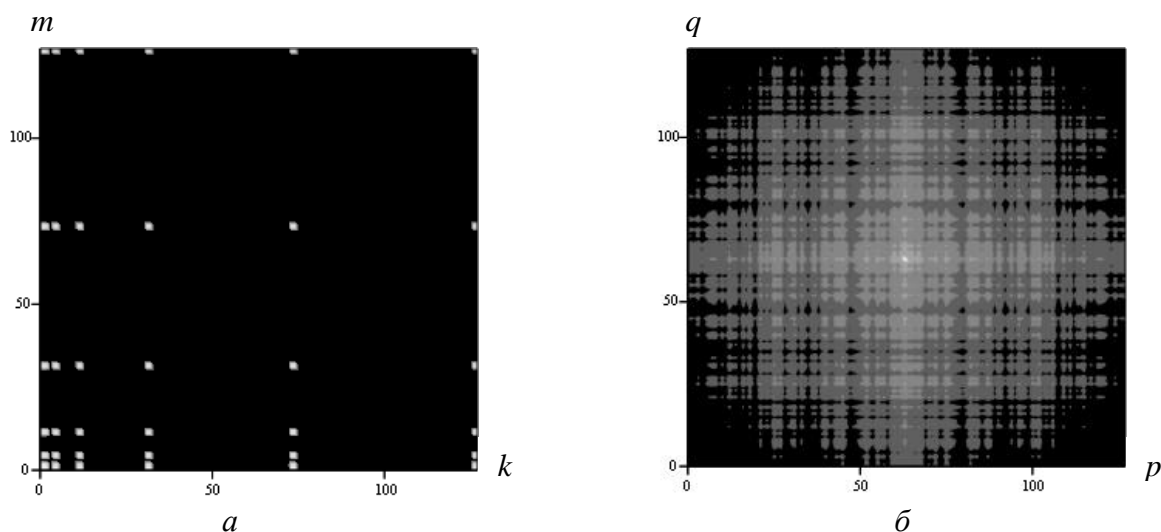


Рис. 2. Квазиспекловое изображение $B_{k,m}$ (а) и его пространственный спектр (б), p, q – пространственные частоты.

В ходе исследований были подробно изучены характеристики изображений в зависимости от величины фрактальной размерности (в случае использования выражения (1)) и глубины хаоса, определяемого значением параметра λ (при использовании формулы (2)). В последнем случае с использованием вейвлет-преобразований было установлено, что с увеличением λ имеет место структурная перемежаемость, характеризуемая появлением в изображении крупномасштабных кластеров с высокими значениями интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Pascucci et al. // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 1327.
2. T. Chaigne et al. // Optica. 2016. V. 3. P. 54.
3. J. Billy et al. // Nature. 2008. V. 453. P. 891.
4. М.В. Зуева и др. // Офтальмология. 2019. Т. 16. № 3. С. 317.
5. А.М.Зотов и др. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 6. С.52.
6. А.А. Кочетков // Научные записки молодых исследователей. 2020. Т.8. № 3. С.13.

Фотоиндуцированное поглощение света в кристалле титаната висмута, легированном цинком и фосфором

В.Г. Дю, Ф.А. Суховольский, А.С. Аскаров, А.В. Цыкалова, В.В. Мурашкин, С.М. Шандаров,
М.Г. Кистенева,

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)
valeriia.g.diu@tusur.ru

Фоторефрактивные свойства кристаллов интенсивно изучаются [1] в связи с их широким применением в устройствах динамической голографии и модуляции света [2]. Известно, что облучение кристалла титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) светом из видимой и ближней инфракрасной области вызывает обратимое изменение оптического поглощения [3-5]. В то же время, значительное влияние на оптические свойства силленитов могут оказывать примеси и структурные дефекты [6].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей оптического поглощения в диапазоне 520 – 900 нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$, подвергнутом облучению непрерывным лазерным излучением с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм и последующей засветке более длинноволновым излучением с длинами волн 808 и 862 нм.

В экспериментах исследовался легированный цинком и фосфором кристалл титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$) с толщиной $d = 0,84$ см вдоль кристаллографического направления [100]. Спектры пропускания кристалла регистрировались в диапазоне от 520 до 900 нм до облучения и непосредственно после каждого этапа засветки излучением с указанными длинами волн с использованием спектрофотометра UV-2700. Все измерения проводились при комнатной температуре. На первом этапе эксперимента кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ подвергался воздействию непрерывным лазерным излучением с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм и интенсивностью $I_i = 66$ мВт/см² в течение $t_i = 120$ мин до состояния, когда его спектр поглощения более не изменялся. На втором этапе исследуемый образец подвергается воздействию длинноволновым непрерывным монохроматическим излучением с длинами волн 808 ($I_n = 830$ мВт/см², $t_n = 60$ мин) и 862 нм ($I_n = 20$ мВт/см², $t_n = 90$ мин). Облучение кристалла осуществлялось до насыщения в спектрах поглощения.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости оптического поглощения в кристалле ВТО:Zn,P в исходном состоянии (кривая 1), после облучения непрерывным лазерным излучением с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм в течение $t_i = 120$ мин (кривая 2) и после последующего насыщающего длинноволнового облучения непрерывным монохроматическим излучением с длиной волны 862 нм (кривая 3). Установлено, что облучение кристалла ВТО:Zn,P непрерывным лазерным излучением с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм на первом этапе эксперимента приводит к увеличению его показателя поглощения $k(\lambda)$ в спектральном диапазоне от 520 до 900 нм (рис. 1, кривая 2). Последующая длинноволновая засветка приводит к просветлению кристалла в спектральном диапазоне от 520 до 900 нм (рис. 1, кривая 3).

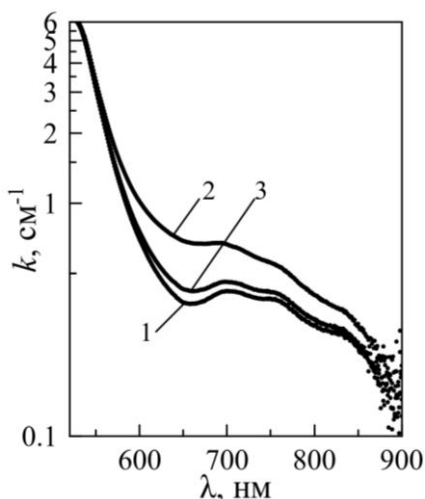


Рис. 1. Спектральные зависимости показателя поглощения в кристалле ВТО:Zn,P до (1) и после облучения светом с $\lambda_i = 532$ нм (2) и $\lambda_n = 862$ нм (3)

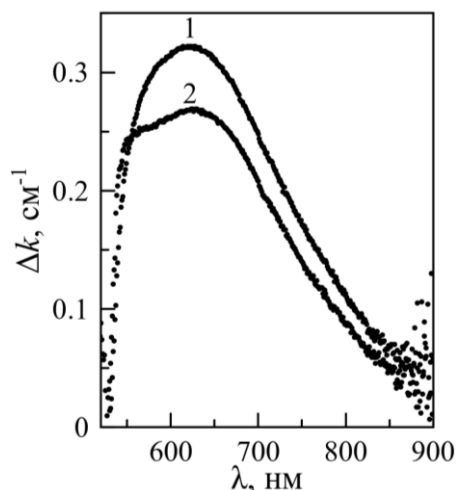


Рис. 2. Спектральные зависимости оптического просветления кристалла ВТО:Zn,P, предварительно экспонированного светом с $\lambda_i = 532$ нм, наблюдаемые после насыщающей засветки на $\lambda_n = 808$ (1) и 862 (2) нм

На рис. 2 представлены зависимости изменений в оптическом поглощении $\Delta k(\lambda)$, которые были получены путём вычитания показателя поглощения, полученного после засветки длинноволновым излучением, из показателя поглощения, полученного после затемняющей засветки. Эти изменения носят резонансный характер, характеризующиеся широкой полосой с максимумом на длине волны 623 нм. Как видно из данного рисунка, наибольшие наведённые изменения в оптическом поглощении кристалла ВТО:Zn,P наблюдаются после насыщающей засветки с $\lambda_n = 808$ нм и составляют величину $\Delta k_{\max} \sim 0,32 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 623$ нм.

Таким образом, получено, что засветка кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ излучением с $\lambda_i = 532$ нм приводит к увеличению показателя поглощения в спектральном диапазоне 520 – 900 нм, а последующее облучение длинноволновым светом с длинами волн 808 нм и 862 нм приводит к его просветлению и релаксации спектра поглощения к исходному состоянию. Наибольшие изменения в оптическом поглощении кристалла ВТО:Zn,P наблюдаются после длинноволновой засветки с длиной волны 808 нм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 – 2025 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Marinova et al. // Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering. 2016. P. 1-20.
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука С.-Петербургское отд-ние, 1992.
3. Кистенева М.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. 2010. № 9/3. С. 145-165.
4. Шандаров С.М. и др. // Химия высоких энергий. 2008. Т.42, № 4. С. 55-57.
5. Толстик А.Л. и др. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 11. С. 1027-1032.
6. Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева “Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20+\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства” М.: Изд-во ИОНХ РАН, 2004.