

УДК 535.317.2

ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛГРАММЫ Ю.Н. ДЕНИСЮКА В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

С.М. Шандаров*, докт. физ.-мат. наук; Н.И. Буримов*, канд. техн. наук;
Ю.Н. Кульчин**, член-корр. РАН; Р.В. Ромашко**, канд. физ.-мат. наук;
А.Л. Толстик***, докт. физ.-мат. наук; В.В. Шепелевич****, докт. физ.-
мат. наук

**Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия*

***Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
Владивосток, Россия*

****Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия*

*****Мозырский государственный педагогический университет имени И.П.
Шамякина, Мозырь, Белоруссия*

e-mail: shand@stack.ru

Представлен обзор работ, посвященных теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках, формируемых по схеме Ю.Н. Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда. Представлены результаты, демонстрирующие возможность использования динамических фоторефрактивных голограмм Ю.Н. Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров.

Коды OCIS: 190.240, 070.110, 160.240

Поступила в редакцию

Оптическая нелинейность фоторефрактивного типа проявляется в кристаллах без центра симметрии при микроваттных уровнях мощности лазерного излучения. Двухволновые и четырехволновые процессы самовоздействия света, обусловленные фоторефрактивной нелинейностью, сопровождаются формированием в кристалле объемных голограмм и являются основой для различных приложений, таких как оптическая память, усиление световых пучков и обращение их волнового фронта, голографическая интерферометрия [1-4]. Динамический характер формирующихся трехмерных фазовых голограмм позволяет, например, использовать двухволновое взаимодействие для адаптивной корреляционной фильтрации спекловых картин светового поля в прецизионных оптических датчиках [5-7]. Кубические фоторефрактивные кристаллы, принадлежащие к нецентросимметричным классам 23 (силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) и $\bar{4}3m$ (высокоомные полупроводники GaAs, GaP, InP, CdTe), привлекательны для таких приложений благодаря быстрому отклику и стойкости к воздействию внешних факторов (температура, влажность, вибрации, и др.).

Традиционная схема попутного двухпучкового взаимодействия, при которой формируется пропускающая голограмма, требует для увеличения ее дифракционной эффективности приложения к кубическим кристаллам, имеющим небольшие электрооптические коэффициенты ($r_{41} \sim 1 \div 5$ пм/В), внешнего электрического поля с напряженностью 10 кВ/см и более [1-7]. В отсутствие внешнего поля в кубических кристаллах значительный фоторефрактивный отклик может достигаться при встречном взаимодействии световых волн на объемной отражательной голограмме, формируемой по схеме, предложенной Ю.Н. Денисюком [8, 9].

Отражательная голограмма, создаваемая в фоторефрактивном кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения зарядов по дефектным центрам донорного и ловушечного типов, может иметь, наряду с фазовой, и амплитудную составляющую. Вследствие эффекта

насыщения ловушек [1, 3], для достижения максимального фоторефрактивного отклика при встречном взаимодействии на отражательных голограммах Ю.Н. Денисюка кристалл должен иметь значительную концентрацию ловушечных центров. Этому условию в наибольшей мере отвечают кристаллы класса силленитов BSO и ВТО, для которых высокая эффективность встречного взаимодействия была продемонстрирована экспериментально (см., например, [10-13]). Возможности эффективного использования встречного взаимодействия на отражательных голограммах в кристаллах BSO и ВТО срезов (111) и (100) для устройств голографической интерферометрии, адаптивной корреляционной фильтрации динамических спекловых полей и в системе прецизионного субнанометрового управления позицией отражающей поверхности продемонстрированы в работах [14-16].

В настоящей статье представлен обзор работ, посвященных теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках Ю.Н. Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда, и их использованию для построения адаптивных голографических корреляторов и интерферометров.

Общие уравнения для встречного взаимодействия двух плоских световых волн

Световые поля взаимодействующих в кубическом кристалле симметрии 23 плоских волн сигнала (S) и накачки (P) с волновыми нормальными n_s и n_p (рис. 1), ввиду присущей кристаллу естественной гиротропии, могут быть представлены в виде суперпозиции циркулярно-поляризованных волн [11, 13, 17-19]:

$$\mathbf{E}_p(x) = \{C_{p1}(x)\mathbf{e}_1 \exp(-ik_0 n_1 x) + C_{p2}(x)\mathbf{e}_2 \exp(-ik_0 n_2 x)\} \exp(-\alpha x/2), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_S(x) = \{C_{S1}(x)\mathbf{e}_1^* \exp(ik_0 n_1 x) + C_{S2}(x)\mathbf{e}_2^* \exp(ik_0 n_2 x)\} \exp(\alpha x/2), \quad (2)$$

где $\mathbf{e}_{1,2} = (\mathbf{y}^0 \pm i\mathbf{z}^0)/\sqrt{2}$ - соответствующие левой и правой круговой поляризации единичные векторы; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ - показатели преломления собственных волн; \mathbf{y}^0 и \mathbf{z}^0 - орты лабораторной системы координат (см. рис. 1); $k_0 = 2\pi/\lambda$ - волновое число для вакуума; n_0 и α - коэффициенты преломления и поглощения для невозмущенного кристалла и ρ - его удельное оптическое вращение.

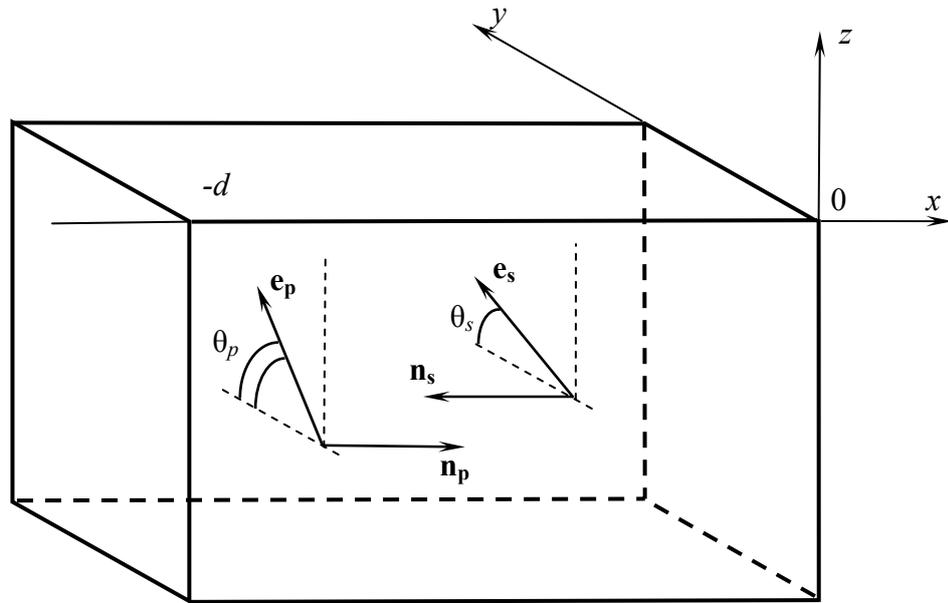


Рис. 1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (S) и накачки (P) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле.

Формирующая в кристалле голограмму Ю.Н. Денисюка картина интерференции волн сигнала и накачки имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}^0$, контраст m и среднюю интенсивность I_0 :

$$m(x) = 2 \left[C_{S1}(x)C_{P2}^*(x) + C_{S2}(x)C_{P1}^*(x) \right] / I_0(x), \quad (3)$$

$$I_0(x) = \left[|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x) + \left[|C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x). \quad (4)$$

Происходящее под действием неоднородного освещения фотовозбуждение носителей заряда сопровождается их перераспределением по дефектным центрам. При малом контрасте $m \ll 1$ формирующееся в отсутствие внешнего поля за счет диффузионного механизма распределение объемного заряда содержит только первую пространственную гармонику с вектором \mathbf{K} и пространственным периодом $\Lambda = \lambda / 2n_0$, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [1-4]. Амплитуда первой гармоники для создаваемого объемным зарядом электростатического поля является линейной по контрасту

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (5)$$

а динамика его формирования определяется функцией $E_{sc}(t)$, зависящей от энергетической структуры дефектных центров. В случае одноуровневой зонной модели фоторефрактивного кристалла [20] стационарное значение этой функции

$$\tilde{E}_{sc} = E_D / (1 + E_D / E_q) \quad (6)$$

определяется диффузионным полем $E_D = (k_B T / e) K$ и полем насыщения ловушек $E_q = e N_A / (\epsilon K)$, где $K = |\mathbf{K}|$, k_B - постоянная Больцмана, T - температура, e - элементарный электрический заряд, N_A - концентрация компенсирующих акцепторных центров, ϵ - статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Модуляция показателя преломления кристалла полем пространственного заряда, обусловленная линейным электрооптическим эффектом, а также совместным действием пьезоэлектрического и

фотоупругого эффектов [4, 21, 22], обеспечивает фазовую (фоторефрактивную) составляющую динамической голограммы Ю.Н. Денисюка. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут происходить фотоиндуцированные изменения оптического поглощения [23], дающие вклад в амплитудную (абсорбционную) составляющую такой отражательной голограммы. В линейном приближении по контрасту m амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки можно представить как $\Delta\alpha_1(x,t) = m(x)\alpha_g(t)$, где $\alpha_g(t)$ – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле.

Учет локальной связи абсорбционной компоненты голограммы с интерференционной картиной, а также вкладов электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, позволяет получить возмущения соответствующих компонент тензора относительной диэлектрической проницаемости в виде [13]

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_{mn}(x,t) = & \left[\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} \exp(iKx) + \Delta\varepsilon_{mn}^{ph*} \exp(-iKx) \right] / 2 + \\ & + \left[\Delta\varepsilon_{mn}^a(x,t,m) \exp(iKx) + \Delta\varepsilon_{mn}^a(x,t,m^*) \exp(-iKx) \right] / 2, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены обозначения

$$\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} = im(n_0^4 E_{sc} \Delta b_{mn}), \quad \Delta\varepsilon_{mn}^a(m) = -im(\alpha_g \delta_{mn} n_0 / k_0), \quad (8)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[\delta_{mnp} p_p + (P_{mnkl}^E p_l \gamma_{ki} e_{pir} p_p p_r) / r_{41}^S \right], \quad (9)$$

δ_{mn} - единичный симметричный тензор второго ранга, δ_{mnp} - единичный антисимметричный тензор третьего ранга, p_p - направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K} \parallel \mathbf{x}_0$, r_{41}^S и P_{mnkl}^E - компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki} - компоненты тензора, обратного к

$\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$; C_{ijkl}^E и e_{pir} - компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Преобразование энергетических и поляризационных характеристик волн сигнала и накачки, взаимодействующих на рассматриваемой голографической решетке, сформированной по схеме Ю.Н. Денисюка, описывается следующими уравнениями связанных волн [13]:

$$dC_{S1}/dx = -\frac{\gamma}{4} m \left[g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_a) C_{P2} \right] \exp(-\alpha x), \quad (10)$$

$$dC_{S2}/dx = -\frac{\gamma}{4} m \left[(g_E - g_a) C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha x), \quad (11)$$

$$dC_{P1}/dx = -\frac{\gamma}{4} m^* \left[g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_a) C_{S2} \right] \exp(\alpha x), \quad (12)$$

$$dC_{P2}/dx = -\frac{\gamma}{4} m^* \left[(g_E + g_a) C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha x), \quad (13)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc}$ - постоянная связи.

Коэффициенты $g_E = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_1) = (\mathbf{e}_2^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$ и $g_a = \alpha_g / (k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc})$ в уравнениях (10)-(13) характеризуют соответственно вклады фазовой и абсорбционной компонент голограммы Ю.Н. Денисюка в межмодовые (с изменением собственного показателя преломления) процессы при встречном взаимодействии. Во внутримодовое взаимодействие (без изменения собственного показателя преломления), характеризуемое коэффициентом $g_I = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$, дает вклад только фазовая составляющая данной голограммы. Вклад абсорбционной составляющей решетки является изотропным, и коэффициент g_a не зависит от направления ее вектора \mathbf{K} , в рассматриваемом случае параллельного орту \mathbf{x}^0 : $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}^0$. Анизотропия коэффициентов g_I и g_E , определяющих

эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной голограмме, для кристалла ВТО подробно исследована в работе [13]. Значения коэффициентов g_E и g_I для кристаллов ВТО и BSO при наиболее часто используемых вариантах их ориентации, рассчитанные в соответствии с данными работ [13, 17], представлены в таблице.

Коэффициенты, характеризующие межмодовые (g_E) и внутримодовые (g_I) процессы для различных направлений распространения волны накачки в кристаллах ВТО и BSO

| Направление распространения волны накачки [mnp] | | [100] | $[\bar{1}00]$ | $[1\bar{1}0]$ | $[\bar{1}10]$ | [111] | $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ | $[11\bar{2}]$ | $[\bar{1}\bar{1}2]$ |
|---|-------|-------|---------------|---------------|---------------|--------|---------------------------|---------------|---------------------|
| ВТО | g_I | i | $-i$ | 0 | 0 | 0 | 0 | -0.467 | 0.467 |
| | g_E | 0 | 0 | 0 | 0 | -0.266 | 0.266 | 0.216 | -0.216 |
| BSO | g_I | $-i$ | i | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.407 | -0.407 |
| | g_E | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.235 | -0.235 | -0.130 | 0.130 |

Значение входящей в уравнения (10)-(13) постоянной связи γ , определяющей эффективность взаимодействия на отражательной голограмме с малым пространственным периодом, ограничивается концентрацией ловушек N_A , по которым происходит перераспределение объемного заряда в фоторефрактивном кристалле. В стационарных условиях $\tilde{\gamma} = k_0 n_0^3 r_{41}^S \tilde{E}_{sc}$, где $\tilde{\gamma}$ – эффективная постоянная связи, а эффективное поле пространственного заряда \tilde{E}_{sc} определяется соотношением (6). Для фоторефрактивной голограммы Ю.Н. Денисюка, сформированной на длине волны $\lambda = 633$ нм в кристалле ВТО ($\Lambda = 123$ нм), зависимость постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации ловушечных центров N_A представлена на рис. 2.

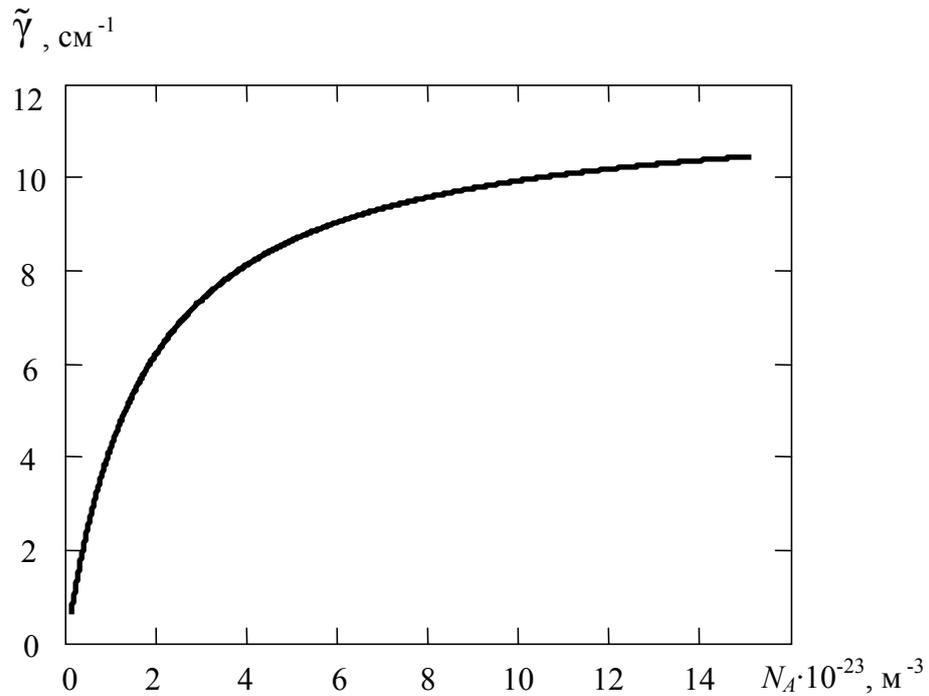


Рис. 2. Зависимость эффективной постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации ловушечных центров N_A .

Как видно, для кристаллов ВТО с концентрацией акцепторов $N_A = 4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ постоянная связи имеет значение $\tilde{\gamma} \approx 8 \text{ см}^{-1}$, достигаемое в пропускающей геометрии формирования голограммы только во внешнем электрическом поле.

Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

При линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям $C_{p1}(x) = C_{p2}^*(x) = C_p(x)$ и $C_{s1}(x) = C_{s2}^*(x) = C_s(x)$ и могут быть представлены в виде:

$$C_{p1,2}(x) = |C_p(x)| \exp[\mp i\varphi_p(x)], \quad C_{s1,2}(x) = |C_s(x)| \exp[\pm i\varphi_s(x)]. \quad (14)$$

В этом случае переход к интенсивностям волн сигнала и накачки в кристалле,

$$\tilde{I}_S(x) \sim \left[|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x) \quad \text{и}$$

$\tilde{I}_p(x) \sim \left[|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x)$, позволяет получить из системы уравнений (10)-(13) следующие уравнения, описывающие встречное взаимодействие при линейной поляризации волн в кристалле произвольной ориентации [13]:

$$\begin{aligned} d\tilde{I}_s/dx = \alpha\tilde{I}_s - \gamma[|g_I|\cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \\ + (g_E - g_a)\cos(\Delta\varphi)]\cos(\Delta\varphi)\tilde{I}_s\tilde{I}_p / (\tilde{I}_s + \tilde{I}_p), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} d\tilde{I}_p/dx = -\alpha\tilde{I}_p - \gamma[|g_I|\cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \\ + (g_E + g_a)\cos(\Delta\varphi)]\cos(\Delta\varphi)\tilde{I}_s\tilde{I}_p / (\tilde{I}_s + \tilde{I}_p), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} d\varphi_s/dx = (\gamma/2)[|g_I|\sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \\ + (g_E - g_a)\sin(\Delta\varphi)]\cos(\Delta\varphi)\tilde{I}_p / (\tilde{I}_s + \tilde{I}_p), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} d\varphi_p/dx = (\gamma/2)[|g_I|\sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) - \\ - (g_E + g_a)\sin(\Delta\varphi)]\cos(\Delta\varphi)\tilde{I}_s / (\tilde{I}_s + \tilde{I}_p), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$. В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (15) и (16) получаем

$$\begin{aligned} \tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0) \times \\ \times \exp \left\{ -\gamma \int_0^x \left(|g_I|\cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

что позволяет ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле толщиной d в виде [13]

$$\Gamma_{eff} = (\gamma/d) \int_{-d}^0 \left[|g_I|\cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi) \right] \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (20)$$

Данный коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн:

$$\Gamma_{eff} = (1/d) \ln \left\{ \tilde{I}_s(-d)\tilde{I}_p(-d) / \tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0) \right\}, \quad (21)$$

которые могут быть определены из экспериментальных данных. Коэффициент Γ_{eff} характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих в процессе ее формирования.

Анализ представленных в таблице 1 коэффициентов g_I и g_E показывает, что эффективность двухпучкового взаимодействия на отражательной голограмме Ю.Н. Денисюка максимальна в кристаллах среза (100). Однако максимум взаимодействия наблюдается при ориентации векторов поляризации световых волн вдоль направлений вида $\{011\}$ [13, 17]. Вращение плоскости поляризации за счет естественной оптической активности снижает эффективный коэффициент усиления тем сильнее, чем больше толщина кристалла. Это хорошо заметно на рис. 3, *a* из работы [13], где представлены результаты, полученные при численном интегрировании системы уравнений (10)-(13) для кристалла титаната висмута среза (100), имеющего удельное оптическое вращение $\rho = -6.34$ град мм^{-1} и эффективную постоянную связи $\tilde{\gamma} = 6.8 \text{ см}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$. Считалось, что отражательная голограмма сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца ($x=0$) сигнальным пучком, а входная грань ($x=-d$) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x=0$ связаны соотношениями $\tilde{I}_s(0) = \tilde{I}_p(0)R^2$ и $\varphi_p(0) = \varphi_s(0) = \theta_{p0}$, где R - френелевский коэффициент отражения для нормального падения и θ_{p0} - угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью y используемой системы координат (см. рис. 1).

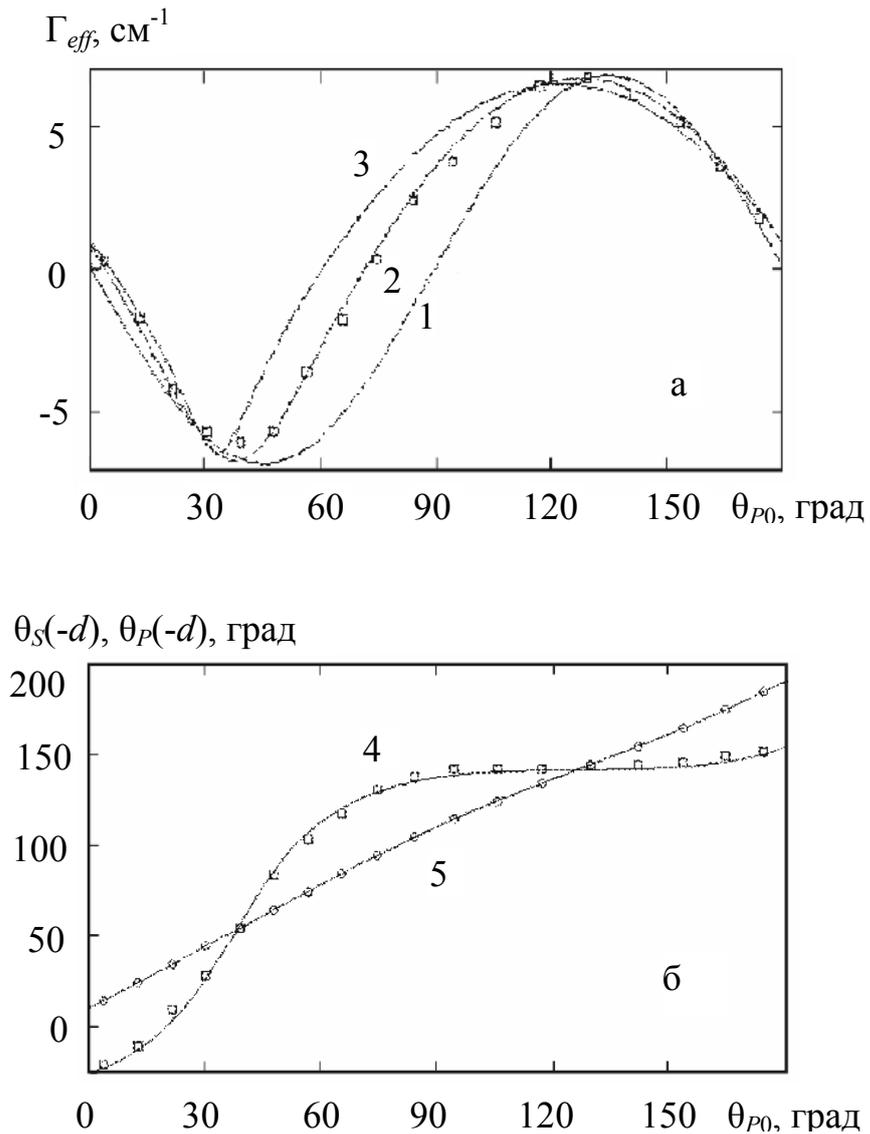


Рис. 3. Зависимости эффективного коэффициента усиления для встречного взаимодействия (а) и поляризационных углов (б) волн сигнала (4) и накачки (5) на входной грани $x = -d$ от угла θ_{p0} , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани $x=0$ для кристалла $\text{V}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ с толщиной $d = 0.1\text{ мм}$ (1), 2.6 мм (2, 4, 5) и 5.0 мм (3).

Из рассчитанных по формуле (21) зависимостей эффективного коэффициента усиления от выходного угла θ_{p0} для кристаллов с толщинами $d = 0.1, 2.6$ и 5.0 мм видно, что максимум усиления ($\Gamma_{eff} = 6.8\text{ см}^{-1}$) достигается при минимальной толщине $d = 0.1\text{ мм}$, для $\theta_{p0} = 135^\circ$.

Для поляризационного угла $\theta_{p0} = 45^{\circ}$ усиление достигает такого же экстремального, но отрицательного значения, соответствующего наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением толщины кристалла амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях оптического вращения они сдвигаются по углу θ_{p0} в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

Представленные на рис. 3, *а* точками экспериментальные данные [13] для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ с толщиной $d = 2.6$ мм свидетельствуют как об их хорошем соответствии описанной выше модели встречного взаимодействия плоских световых волн на динамической фоторефрактивной голограмме Ю.Н. Денисюка, так и о больших значениях коэффициента усиления, достигаемых в кристаллах титаната висмута без приложения внешнего электрического поля. Проведенные в работах [11-13, 19, 24, 25] эксперименты показали, что эффективный коэффициент усиления зависит от стехиометрического состава и примесей, содержащихся в кристаллах ВТО, и для образцов среза (100) с толщиной до 10 мм принимает значения от 1 см^{-1} до 7.4 см^{-1} .

Изменение векторов поляризации волн сигнала и накачки, взаимодействующих в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ с приведенными выше параметрами на динамической голограмме Ю.Н. Денисюка, иллюстрируется рис. 3, *б* [13]. Сравнение зависимостей поляризационных углов $\theta_p(-d)$ и $\theta_s(-d)$, которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани $x = -d$, от «выходного» угла θ_{p0} , с зависимостями $\Gamma_{eff}(\theta_{p0})$, представленными на рис. 3, *а* показывает, что поляризация этих волн одинакова при экстремальных значениях коэффициента усиления. Однако максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на данной отражательной голограмме наблюдается при значениях $\Gamma_{eff} = 0$.

Снижение коэффициента усиления с увеличением толщины

кристалла приводит к тому, что при некотором ее значении $d > d_k$ срезы типа $\{100\}$ перестают быть оптимальными [26, 27]. Под термином «*оптимальный срез*» авторы в этом случае понимают комплекс симметрично эквивалентных плоскостей, параллельных рабочим граням кристалла с фиксированной толщиной и записанной фазовой отражательной голографической решеткой, для которого поляризационно оптимизированная дифракционная эффективность голограммы η^{opt} достигает наибольших значений η^{max} .

Оптимальные срезы для кристаллов с толщиной $d > d_k$ характеризуются семейством плоскостей, нормали к которым расположены вблизи направлений $\{111\}$ в соответствии с симметрией осей третьего порядка [26, 27]. При изменении толщины кристалла нормали к плоскостям оптимальных срезов колеблются в небольших пределах (угол между направлением любой из них и осью третьего порядка не превышает 7.6° для кристалла BSO), лишь в некоторых случаях (при $d = p\pi/(2\rho)$, где $p = 2, 4, \dots$) вырождаясь в ось третьего порядка типа $\langle 111 \rangle$.

Качественные оценки зависимостей дифракционной эффективности отражательной голограммы и коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии на отражательной голограмме, записанной в кристалле BSO, от толщины кристалла срезов (001) и (111) можно получить на основе анализа результатов, полученных в [28].

Адаптивный голографический коррелятор на динамических голограммах Денисюка

Измерительные системы, построенные на основе оптических или волоконно-оптических интерферометров, обладают рядом преимуществ, среди которых наиболее важным является их высокая чувствительность. Однако зачастую в реальных условиях высокая чувствительность начинает сказываться отрицательно, делая измерительную систему подверженной влиянию параметров окружающей среды (температуры, механических напряжений и вибраций, давления и т.п.). В то же время известно, что двухволновое смещение в фоторефрактивных кристаллах позволяет не только эффективно преобразовать фазовую модуляцию оптического

излучения интерферометра в модуляцию выходной оптической мощности, но и компенсировать низкочастотную модуляцию, вызванную изменением внешних условий [5-7].

Использование отражательной схемы Ю.Н.Денисюка делает возможным, как отмечалось выше, при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров в фоторефрактивном кристалле, сформировать эффективные динамические голограммы без приложения к кристаллу внешнего электрического поля. Это обстоятельство позволяет существенно упростить измерительные системы, построенные на основе фоторефрактивных голограмм. Система фазовой демодуляции на основе таких динамических голограмм может быть построена по схеме спекл-коррелятора или интерферометра.

Реализация схемы адаптивного голографического коррелятора в фоторефрактивном кристалле может быть осуществлена при использовании двух световых пучков, один из которых получен за счет частичного отражения введенной в кристалл световой волны от его выходной грани (рис. 4, *a*). Если исходная световая волна получена, например, на выходе многомодового волоконного световода (МВС) или в результате рассеяния когерентного излучения шероховатой поверхностью и имеет сложное спекловое распределение интенсивности (см. вставку на рис. 4, *a*), то дифракционная эффективность сформированной такой волной голограммы будет являться функцией пространственных координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. При считывании такой голограммы исходным спекловым пучком возникают дифрагированные волны, мощность которых будет определяться функцией пространственной корреляции между распределениями интенсивности

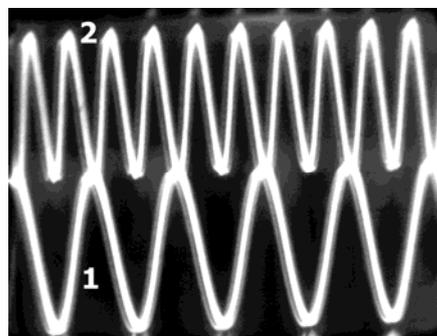
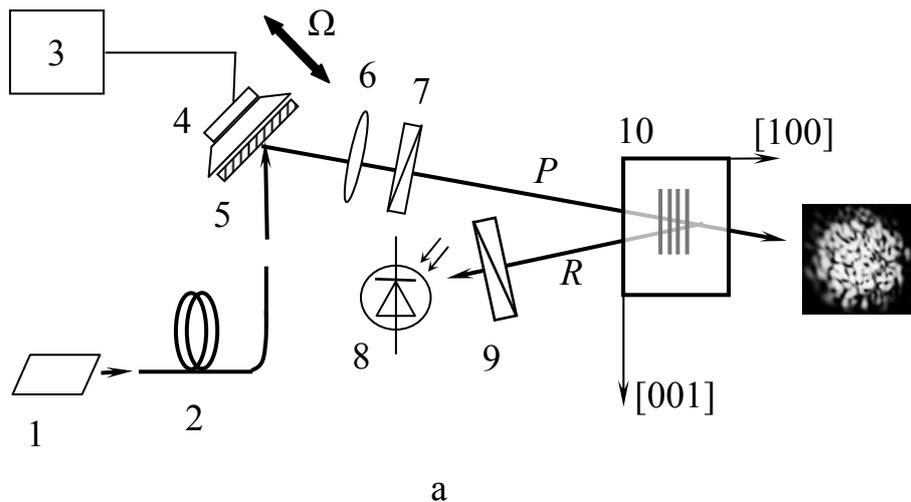


Рис. 4. Схема адаптивной спекл-корреляционной измерительной системы на основе динамической голограммы Ю.Н.Денисюка (а): 1 – лазер; 2 – многомодовый волоконный световод (МВС); 3 - звуковой генератор (ЗГ); 4 – динамик; 5 - зеркало; 6 – линза; 7 – поляризатор; 8 – фотодетектор (ФД); 9 – анализатор; 10 - фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО); R, P – отраженный и прошедший световые пучки, соответственно; фото - спекловое распределение интенсивности поля излучения на выходе МВС. Осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора, регистрирующего мощность отраженного на голограмме излучения (2) (б).

спеклового поля и ее дифракционной эффективности. Таким образом, изменение распределения интенсивности входной световой волны, вызванное внешним (измеряемым) воздействием, приведет к модуляции мощности отраженной от голограммы световой волны.

В случае световой волны, полученной с выходного торца МВС, изменение мощности отраженного от голограммы излучения, вызванное перестройкой спекловой картины при внешнем воздействии, описывается выражением [29]

$$\Delta P_R(t) = (P_{R0}/2T) \int_0^T F(t, \tau) \exp(-\tau/\tau_R) d\tau, \quad (22)$$

где

$$F(t, \tau) = \sin^2([\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2) / ([\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2)^2, \quad (23)$$

τ_R – время записи голограммы, P_{R0} – мощность дифрагированного на отражательной голограмме излучения, соответствующая установившемуся режиму ($t \gg \tau_R$); $\Delta\Phi$ – разность фаз, вносимая между модами МВС и изменяющаяся вследствие внешнего воздействия; T – характерное время (период) изменения разности фаз.

Следует отметить, что если продольный размер спеклов меньше толщины фоторефрактивного кристалла, то хаотические изменения спекловой картины, характерные для МВС, не приведут к модуляции мощности дифрагированного излучения в силу статистического усреднения последовательных вкладов в изменение мощности на разных «слоях» объемной голограммы. При детерминированном характере изменений спекловой картины, как, например, при отражении спекловой волны от колеблющегося зеркала, повернутого к ней под 45° (рис. 4. а), сигнал демодуляции будет зарегистрирован. На рис. 4, б представлены формы сигналов демодуляции при внесении гармонической фазовой модуляции $\Delta\Phi = \Phi_0 \sin \Omega t$ в исходную спекловую волну. Изменение мощности дифрагированного излучения наблюдается в этом случае на частоте второй гармоники сигнала модуляции, что находится в соответствии с выражением (22), в котором подынтегральное выражение является четной функцией разности фаз $\Delta\Phi$.

Как отмечалось выше, коэффициент усиления при встречном

двухволновом взаимодействии, который и определяет чувствительность адаптивного корреляционного фильтра к изменениям спекловой картины, в кристаллах среза (100) зависит от поляризации входного излучения. Кроме того, дифракция на отражательной голограмме в образцах данного среза в общем случае носит анизотропный характер, что ведет к изменению не только мощности, но и состояния поляризации отраженной световой волны (см.. рис. 3, б).

Результаты экспериментального исследования зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\xi_S$ от угла ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$ (срез (100), толщина $d = 8$ мм), используемого в экспериментах по реализации адаптивного голографического коррелятора, представлены на рис. 5.

Максимальные значения эффективного коэффициента усиления и дополнительного вращения плоскости поляризации в данном кристалле составили $\Gamma_{eff} = 2.1 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta\xi_S = 60^\circ$, соответственно. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с численными расчетами, выполненными в соответствии с рассмотренной выше теоретической моделью. Как и для результатов, приведенных на рис. 3 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$, максимальное усиление/ослабление сигнального пучка (в данном случае при $\xi_0 = 150^\circ / 75^\circ$) наблюдается при минимальном дополнительном повороте его плоскости поляризации. В то же время, максимальный наведенный поворот плоскости поляризации сигнального луча сопровождается практически нулевым усилением (при $\xi_0 = 40^\circ$ и 110°). Это обстоятельство позволяет использовать отдельно как

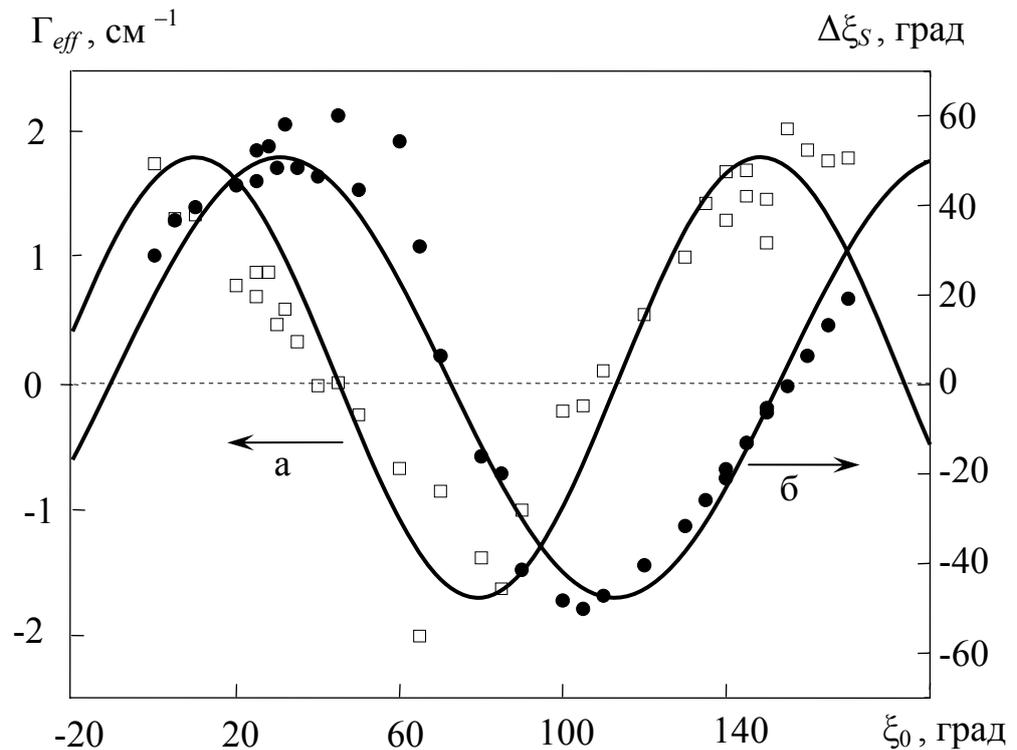


Рис. 5. Зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\xi_S$ от угла ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью $[001]$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca,Ga}$ (срез (100) , толщина $d=8$ мм).

механизм модуляции мощности сигнального нестационарного светового пучка на отражательной решетке, так и модуляцию его поляризационного состояния, которое может быть легко зарегистрировано с помощью помещенного перед фотодетектором анализатора (см. рис. 4, а).

На рис. 6 представлены временные зависимости общей мощности отраженного от решетки спеклового пучка (P_R) и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R). Здесь рост амплитуды переменного сигнала соответствует динамике роста мощности отраженного от решетки светового пучка, то есть отражает характер формирования решетки. Это подтверждает тот факт, что модуляция мощности отраженного излучения есть результат взаимодействия нестационарного оптического поля на динамической голограмме Ю.Н. Денисюка, формируемой этим полем в фоторефрактивном кристалле.

фототок, отн. ед.

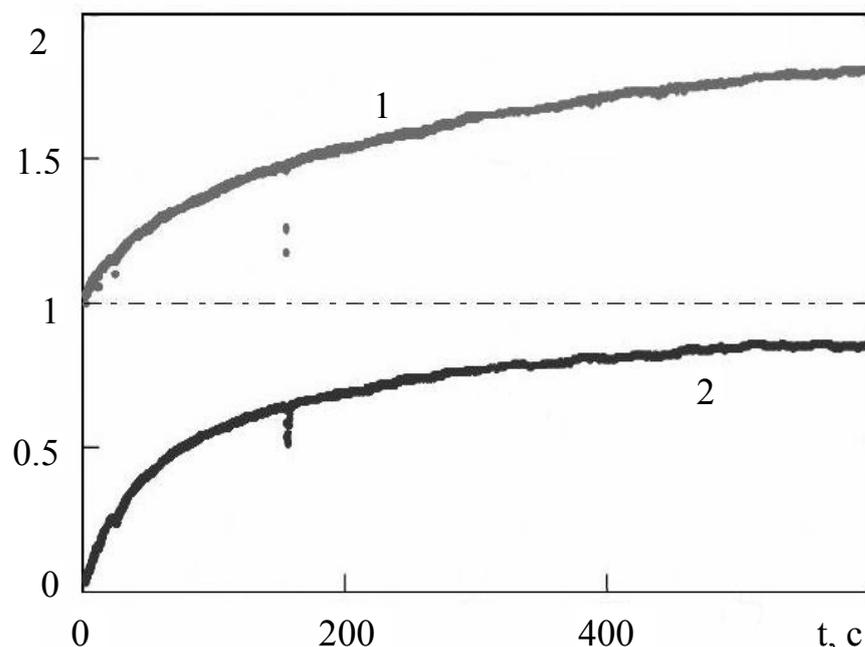


Рис. 6. Временные зависимости мощности отраженного от решетки светового пучка (P_R) и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R).

Временные зависимости амплитуды модуляции мощности отраженной световой волны на частотах первой и второй гармоник модуляционного сигнала в процессе формирования в кристалле отражательной решетки приведены на рис. 7. Видно, что амплитуда первой гармоники (кривая 1) достигает гораздо меньших значений по сравнению со второй гармоникой (кривая 2) и не является стабильной. Присутствие в переменном сигнале первой гармоники объясняется модуляцией спеклов на апертуре оптических элементов, а также случайными флуктуациями спекловой картины. Стабильный переменный сигнал наблюдается на второй гармонике, что находится в соответствии с выводами, сделанными ранее.

фототок, отн. ед.

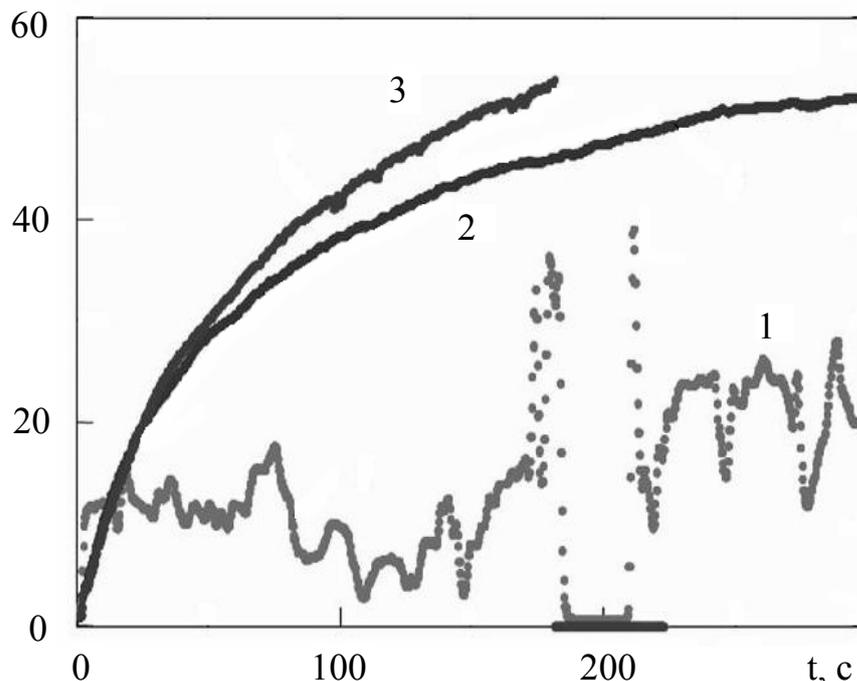


Рис. 7. Временные зависимости амплитуды изменения мощности отраженного от решетки пучка на частоте первой (1) и второй гармоник (2, 3).

Для обработки нестационарного спеклового поля на основе эффекта модуляции поляризационного состояния отраженного пучка угол между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла (ξ_0) был установлен равным 40° в соответствии с результатами, представленными на рис. 5. Кроме того, перед фотодетектором был помещен анализатор, с помощью которого поляризационные изменения сигнального пучка преобразовывались в изменения интенсивности. Динамика амплитуды этих изменений на частоте второй гармоники представлена кривой 3 на рис. 7. Видно, что здесь также наблюдается устойчивый сигнал, превышающий флуктуации на частоте первой гармоники.

Таким образом, использование отражательной схемы Ю.Н. Денисюка позволяет реализовать адаптивную корреляционную фильтрацию в кубических фоторефрактивных кристаллах, благодаря высокой эффективности голограммы не требующей использования внешнего электрического поля. Совместно с отсутствием в схеме внешней

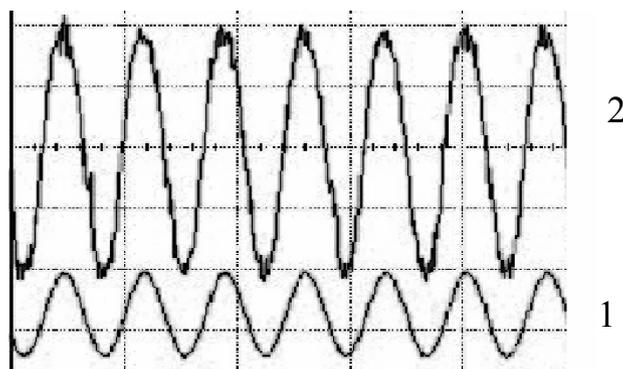
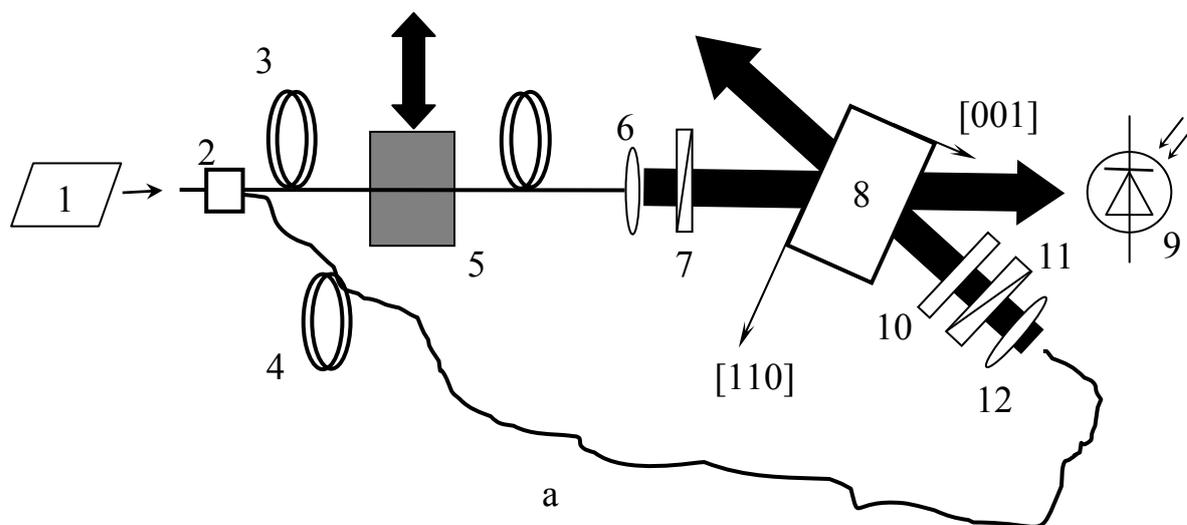
опорной волны, это существенно упрощает измерительную систему, повышает ее надежность и снижает энергопотребление. Вместе с тем, преобразование (удвоение) частоты выходного сигнала отрицательно сказывается на метрологических способностях измерительной системы, сужая область ее возможных приложений. Линейный режим фазовой демодуляции возможен при использовании векторного смещения волн на голограмме Ю.Н. Денисюка.

Адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн на голограмме Денисюка

Для динамической голограммы, формирование которой осуществляется посредством двух световых волн, одна из которых получена за счет френелевского отражения от выходной грани кристалла (рис. 4, *a*), модуляция фазы в отраженной волне повторяет все фазовые изменения исходной волны, что не позволяет использовать данную схему в качестве голографического демодулятора. Для реализации непосредственной демодуляции фазы световой волны необходимо использование опорной волны, не зависящей от сигнальной (рис. 8, *a*).

Как известно, самодифракция двух когерентных волн на формируемой ими динамической голограмме приводит к перекачке мощности из одной волны в другую, а модуляция фазы, внесенная в одну из волн – к модуляции выходных мощностей волн. При этом режим фазовой демодуляции зависит от фазового сдвига, который приобретает волна, являющаяся результатом дифракции на динамической голограмме. Если фазовый сдвиг для дифрагированного светового поля равен 0 или π , то реализуется квадратичный режим – демодуляционный сигнал возникает на частоте второй гармоники. Линейный режим фазовой демодуляции, при котором модуляция мощности возникает на той же частоте, что и модуляция фазы, реализуется при фазовом сдвиге дифрагированного поля

на $\pi/2$.



б

Рис. 8. Схема адаптивного волоконно-оптического интерферометра на основе голограммы Денисюка (а): 1 – лазер; 2 - оптический разветвитель 3,4 – сигнальный (СВС) и опорный (ОпВС) волоконные световоды, соответственно; 5 – модуляционное воздействие на волоконный световод; 6,12 – линзы; 7 – поляризатор; 8 – фоторефрактивный кристалл (ФРК); 9 - фотодетектор (ФД); 10 - анализатор; 11 – четвертьволновая пластинка (ЧВП). Осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора (2) (б).

Величина фазового сдвига для дифрагированного поля, складывающаяся из разности фаз между фоторефрактивной решеткой и интерференционной картиной, и дополнительного сдвига $-\pi/2$ для дифракции на фазовой решетке, определяется механизмом записи

голограммы в фоторефрактивном кристалле. При диффузионном механизме записи (в отсутствие внешнего электрического поля или в знакопеременном поле, период переключения которого меньше времени записи голограммы) суммарный фазовый сдвиг равен 0 или π , что соответствует квадратичному режиму фазовой демодуляции. В случае дрейфовой записи, когда к кристаллу приложено постоянное электрическое поле, достигается линейный режим фазовой демодуляции за счет обеспечения фазового сдвига на $\pi/2$, или $-\pi/2$. Однако сильное постоянное электрическое поле, прикладываемое к кристаллу, приводит к его перегреву (вплоть до разрушения). Как следствие, возникает необходимость проводить измерения в течение коротких интервалов времени, чередуя их с периодами «молчания» [30]. Кроме того, повышенное энергопотребление такой измерительной системы не позволяет использовать ее в задачах длительного мониторинга в автономном режиме.

Если дифракция световой волны на динамической голограмме носит анизотропный характер, когда плоскость поляризации дифрагированного поля поворачивается на 90^0 , то возможно достижение линейного режима преобразования модуляции фазы сигнальной волны в изменение ее мощности и при механизме записи диффузионного типа [31]. Необходимым условием линейной демодуляции фазы является смешение двух волн с различным типом поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая – эллиптическую. Линейность демодуляции достигается за счет того, что внутренняя разность фаз в $\pi/2$ между ортогональными компонентами эллиптически поляризованной волны переносится в интерференцию прошедшей сигнальной волны и дифрагированного поля опорной волны, обеспечивая тем самым необходимый дополнительный фазовый сдвиг между ними.

Анизотропный характер дифракции световых волн на динамической голограмме Ю.Н. Денисюка в геометрии, показанной на рис. 8, а,

продемонстрирован в работе [32]. В данной схеме адаптивного интерферометра сигнальная волна имеет линейную поляризацию, а опорная – эллиптическую. Осциллограммы сигналов модуляции фазы и изменения оптической мощности, напрямую регистрируемой фотоприемником (рис. 8, б), подтверждают достижение линейного режима фазовой демодуляции.

Как известно, максимально возможной чувствительностью к фазовым изменениям обладает классический гомодинный интерферометр, находящийся в квадратурном режиме [6]. Для адаптивного интерферометра, основанного на диффузионной записи динамической голограммы, отношение минимально фиксируемой фазовой модуляции к пределу детектирования классического интерферометра, представляющее собой относительный предел детектирования, определяется выражением [33]:

$$\delta_{rel} = \sqrt{2} \exp\left(\frac{\alpha d}{2}\right) \frac{P_s}{\Delta P_s} \Phi_0, \quad (24)$$

где P_s и ΔP_s – мощность и амплитуда модуляции мощности сигнальной волны, соответственно; Φ_0 – амплитуда модуляции фазы сигнальной световой волны.

Исследование зависимости относительного предела детектирования от пространственного периода голографической решетки Λ , формируемой в фоторефрактивном кристалле, позволяет сравнить отражательную схему записи с пропускающей с точки зрения чувствительности измерительной системы. На рис. 9 представлены зависимости $\delta_{rel}(\Lambda)$, полученные в работе [33] для двух образцов кубического кристалла CdTe:V, в которых запись фоторефрактивных голограмм осуществляется ИК излучением с длиной волны $\lambda = 1064$ нм. Видно, что при уменьшении периода голографической решетки в пропускающей геометрии (с 5.2 до 0.8 мкм) относительный предел детектирования уменьшается, однако минимальное значения для каждого образца достигается лишь в отражательной геометрии ($\Lambda = 0.19$

мкм). Как отмечалось выше, высокая эффективность отражательной голограммы (соответственно, и высокая чувствительность адаптивного интерферометра на ее основе) может достигаться лишь при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров, которая для рассмотренного случая может быть оценена как $N_A \geq 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

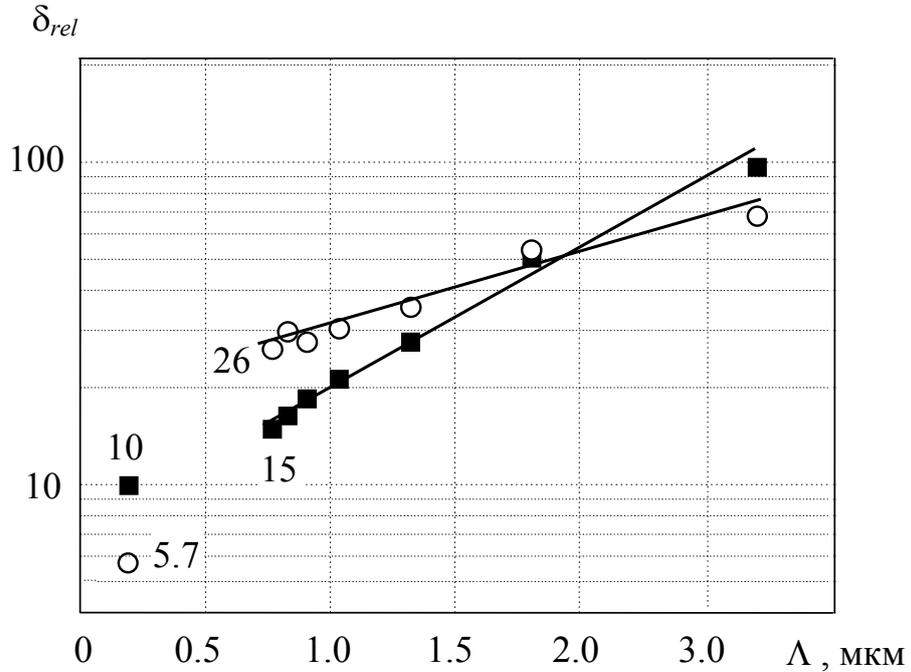


Рис. 9. Зависимость относительного предела детектирования от периода голографической решетки для двух образцов кристалла CdTe:V: светлые кружки – образец 1, пропускающая геометрия записи; темные кружки – образец 1, отражательная геометрия записи; светлые квадраты – образец 2, пропускающая геометрия записи; темные квадраты – образец 2, отражательная геометрия записи.

Как видно, чувствительность адаптивного интерферометра построенного на основе диффузионной голограммы, сформированной по схеме Ю.Н. Денисюка, всего в 5.7 раза меньше чувствительности классического гомодинного интерферометра, не имеющего оптических потерь и не являющегося адаптивным.

Заключение

Таким образом, в статье проведен обзор работ, посвященных теоретическому анализу, экспериментальным исследованиям и применению в адаптивных измерительных системах динамических голограмм Ю.Н. Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах. Рассмотрены уравнения связанных волн, описывающие встречное взаимодействие на отражательных решетках, сформированных за счет диффузионного механизма в кубических фоторефрактивных кристаллах произвольного среза, обладающих в общем случае естественной оптической активностью, при произвольной поляризации света. Представлены результаты анализа двухпучкового взаимодействия волн с линейной поляризацией на отражательных фоторефрактивных решетках; отмечено, что в кристаллах титаната висмута среза (100), имеющих толщину менее 10 мм, эффективный коэффициент усиления при встречном взаимодействии может достигать значений $\sim 7 \text{ см}^{-1}$ без приложения внешнего электрического поля.

Представлены результаты, демонстрирующие возможность использования отражательной схемы Ю.Н. Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров. Такие измерительные системы могут успешно применяться в реальных условиях в силу способности подстраиваться под неконтролируемые изменения окружающих условий. Рассмотрены схемы встречного взаимодействия, реализующие адаптивный корреляционный фильтр, а также адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн, на отражательных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$. Представлены результаты экспериментального исследования относительного предела детектирования голографического интерферометра от пространственного периода фоторефрактивной решетки, формируемой в кристаллах $\text{CdTe}:\text{V}$,

демонстрирующие преимущества схемы Ю.Н. Денисюка перед традиционной пропускающей схемой записи фоторефрактивной голограммы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040_Бел_а и № 05-02-16589-а), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)», а также Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника»).

Литература

1. *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
2. *Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И.* Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновом смешении. М.: Наука, 1990. 272 с.
3. *Stepanov S.I.* Applications of photorefractive crystals // Repts. Progr. Phys. 1994. V. 57. P. 39 - 116.
4. *Solytar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A.* The Physics and Application of Photorefractive Materials. Oxford: Clarendon Press, 1996. 493 p.
5. *Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Kulchin Yu.N.* Adaptive correlation filter for stabilization of interference-fiber-optic sensors // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 705 - 707.
6. *Delaye P., Blouin A., Drolet D., De Montmorillon L.-A., Roosen G., Monchalin J.-P.* Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by photorefractive In:P under an applied dc field // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. P. 1723 - 1734.
7. *Kamshilin A.A., Prokofiev V.V.* Fast adaptive interferometer with a photorefractive GaP crystal // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 1711 - 1713.

8. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Докл. АН СССР. 1962. Т. 144, № 6. С. 1275 – 1278.
9. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Опт. и спектр. 1963. Т. 15, № 4. С. 522 – 532.
10. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. Polarization properties of self-diffraction in sillenite crystals: reflection volume gratings // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. P. 1179 - 1186.
11. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 343 – 345.
12. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V. Polarization characteristics of two-beam coupling on reflection holographic grating in (100) cut of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}:\text{Cu}$ crystal // ICO Topical Meeting on Polarization Optics. Polvijarvi, Finland, 2003. P. 220-221.
13. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных кристаллах // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 163 - 168.
14. Kukhtatev N.V., Chen B.S., Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. Reflection holographic gratings in (111) cut $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal for real-time interferometry // Opt. Commun. 1993. V. 104. P. 23 - 28.
15. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н., Буримов Н.И., Лимарев Д.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. Адаптивный спекл-интерферометр на основе фоторефрактивной отражательной голограммы // Изв. РАН. Серия физич. 2005. Т. 69, № 8. С. 1143 –1145.

16. *Petrov V., Hahn J., Petter J., Petrov M., Tschudi T.* Precise subnanometer control of the position of a macro object by light pressure // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. P. 3138 - 3140.
17. *Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В.* Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах // *ФТТ.* 2002. Т. 44, № 6. С. 1006–1010.
18. *Мартьянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В.* Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света // *Квантовая электроника.* 2003. Т. 33, №3. С. 226-230.
19. *Shandarov S.M., Burimov N.I., Dubtsov M.A., Sibagatulina V.G., Baklanov D.S., Kulchin Yu.N., Romashko R.V., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V.* Polarization effects at two-beam interaction on reflection holographic gratings in sillenite crystals // *Laser Physics.* 2007. V. 17, No 4. P. 482-490.
20. *Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L.* Holographic storage in electro-optic crystals. 1. Steady state // *Ferroelectrics.* 1979. V. 22. P. 949-960.
21. *Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д.* Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах // *ФТТ.* 1987. Т. 24, № 10. С. 3054-3058.
22. *Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д.* Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки // *Опт. и спектр.* 1991. Т. 70. С. 1068-1063.
23. *Tayebati P., Mahgerefteh D.* Theory of the photorefractive effect for $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and BaTiO_3 with shallow traps // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1991. V. 8.

P. 1053 - 1064.

24. *Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Казарин А.В., Цуркан М.И., Плесовских А.М., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф., Бикеев О.Н., Шепелевич В.В.* Влияние стехиометрии на фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое взаимодействие света на отражательной решетке в кристаллах титаната висмута // Известия вузов. Физика. 2003. Т. 46. С. 39–45.
25. *Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Burkov V.I., Shandarov S.M., Mandel A.E., Skorikov V.M.* Growth and characterization of doped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ single crystals // J. Crystal Growth. 2005. V. 275. P. e779-e784.
26. *Навныко В.Н., Шепелевич В.В.* Дифракционная эффективность отражательных голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ произвольного среза // Вестник УО МГПУ. 2006. № 1. С. 21–25.
27. *Навныко В.Н., Шепелевич В.В.* Процессы энергетического переноса при двухволновом взаимодействии на отражательных решетках в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ произвольного среза // Известия ГГУ имени Ф. Скорины. – 2006. Т. 6, ч. 2. С. 143–146.
28. *Шепелевич В.В., Навныко В.Н., Ничипорко С.Ф., Шандаров С.М., Мандель А.Е.* Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, №18. С. 22–28.
29. *Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V.* Adaptive correlation filter based on dynamic reflection hologram formed in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // Opt. Rev. 2005. V.12. No.1. P.58-60.
30. *Delaye P., Blouin A., Drolet D., de Montmorillon L.-A., Roosen G., Moncalin J.-P.* Detection of ultrasonic motion of a scattering surface using photorefractive InP:Fe under an applied dc field // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V.14. P.1723-1734.

31. *Kamshilin A.A., Grachev A.I.* Adaptive interferometer based on wave mixing in a photorefractive crystal under alternating electric field // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V.81. P.2923-2925.
32. *Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А.* Адаптивный интерферометр на основе анизотропной дифракции на фоторефрактивной отражательной голограмме // *Изв. РАН. Серия физич.* 2006. Т.70. №9. С.1296-1300.
33. *Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J-C.* Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V // *Optics Express.* 2007. V.15. No.2. P.545-555.