

Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах

А.А.Колегов, С.М.Шандаров, Г.В.Симонова, Л.А.Кабанова, Н.И.Буримов, С.С.Шмаков, В.И.Быков, Ю.Ф.Каргин

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований характеристик голографического интерферометра, основанного на встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (100) и предназначенного для измерения спектра колебаний поверхности зеркально отражающих объектов. Экспериментально продемонстрировано, что при использовании кристалла $Bi_{12}TiO_{20}:Fe, Si$ такой интерферометр позволяет измерять колебания с амплитудой 5 нм. Анализ, проведенный с учетом дробовых и тепловых шумов фотоприемника, показал возможность измерения колебаний с амплитудой менее 1 нм. Для описания экспериментально обнаруженной сильной температурной зависимости взаимодействия света на отражательных голограммах в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca$ предложена модель, принимающая во внимание влияние температуры на фотоиндуцированное перераспределение зарядов по глубоким донорным и мелким ловушечным центрам, а также дрейф интерференционной картины в кристалле, обусловленный термооптическим эффектом и его линейным расширением.

Ключевые слова: кубические фоторефрактивные кристаллы, отражательные голограммы, термооптический эффект.

1. Введение

Лазерные интерферометры, реализующие преобразование фазовой модуляции света в модуляцию его интенсивности, позволяют измерять механические колебания отражающих поверхностей с высокой точностью. Предельная чувствительность классического интерферометра к амплитуде измеряемых вибраций ограничена дробовыми шумами фотодетектора и оценивается как 10^{-15} м/Гц^{1/2} при использовании лазера с длиной волны 633 нм и мощностью 1 мВт [1]. Однако в реальных устройствах высокая чувствительность может сказываться отрицательно, делая интерферометрическую измерительную систему подверженной влиянию параметров окружающей среды (температуры, механических вибраций, давления и т. п.). Кроме того, в интерферометрах необходимо поддерживать постоянным средний фазовый сдвиг между сигнальной и опорной волнами для обеспечения линейной связи сигнала, выделяемого фотодетектором, с амплитудой измеряемых колебаний.

Предложение об использовании голограмм в фоторефрактивных кристаллах для интерферометрического преобразования фазовой модуляции в амплитудную [2] получило развитие в многочисленных работах (см., напр., [3–10]). Динамический характер фоторефрактивных голограмм и конечное быстродействие среды при их перезаписи позволяет осуществить адаптивную обработку нестационарных картин светового поля в лазерных интерферо-

метрах, обеспечивая как эффективную фазовую демодуляцию, так и компенсацию низкочастотной модуляции, вызванной изменением внешних условий.

Взаимодействие волн по схеме Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах класса силленитов, при котором за счет диффузионного механизма формируются эффективные отражательные голограммы в отсутствие приложенных внешних электрических полей [10–12], является привлекательным для таких приложений [6, 7, 9, 10]. Наблюдаемое в кристаллах силленитов примесное оптическое поглощение и его фотоиндуцированные изменения зависят от температуры [13]. Эти эффекты связываются с термически инициированными процессами перераспределения носителей заряда по фотоактивным центрам, что может приводить к изменению с температурой эффективности отражательных голограмм и сказываться на характеристиках устройств динамической голографии.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследована амплитудная характеристика адаптивного интерферометра, реализуемого на основе динамических отражательных голограмм, сформированных в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов, обладающих гиротропными свойствами, и предназначенного для измерения спектра колебаний зеркально отражающих объектов. Проведены эксперименты и выполнен анализ влияния температуры на динамику формирования отражательных голограмм и взаимодействия на них световых пучков в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca$ среза (100).

2. Принцип голографической интерферометрии при встречном взаимодействии в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (100)

При взаимодействии исходных лазерных пучков I_{s0} и I_{p0} (рис.1) в фоторефрактивном кристалле формируется динамическая голограмма, на которой одновременно про-

А.А.Колегов, С.М.Шандаров, Г.В.Симонова, Л.А.Кабанова, Н.И.Буримов, С.С.Шмаков, В.И.Быков. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: bykovvi@sibmail.ru
Ю.Ф.Каргин. Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 49; e-mail: yu.kargin@rambler.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 20 июля 2011 г.

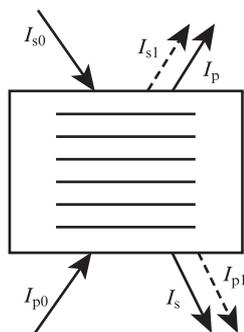


Рис.1. Голографический интерферометр, использующий встречное взаимодействие световых пучков на фоторефрактивной отрагательной голограмме.

исходит их самодифракция [2–12]. Здесь имеет место интерференция каждого из прошедших пучков с одним из дифрагировавших пучков, т.е. опорный пучок I_p интерферирует с I_{s1} , а I_s – с I_{p1} . Интенсивность прошедшего через кристалл сигнального пучка можно представить в виде

$$I = I_0(1 + m \cos \Delta\varphi), \quad (1)$$

где $m = 2\sqrt{I_s I_{p1}}/I_0$ – интерференционный контраст; I_0 – суммарная интенсивность пучков I_s и I_{p1} , а $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг между ними. Если входной сигнальный пучок I_{s0} получен отражением от объекта, колеблющегося с частотой Ω , то он имеет фазовую модуляцию

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \varphi_m \cos \Omega t, \quad (2)$$

и его выходная интенсивность после взаимодействия на голограмме со стационарным опорным пучком будет амплитудно-модулированной на кратных частотах $n\Omega$ с распределением глубины модуляции $M^{(n)}(\varphi_0)$, зависящим от φ_0 . При $\varphi_0 = 0, \pi$ первая гармоника в спектре отсутствует ($M^{(1)} = 0$), и наблюдается квадратичный режим фазовой демодуляции, при котором максимум модуляции имеет место на частоте 2Ω [3]. Предпочтительным для приложений является линейный режим фазовой демодуляции, реализующийся при $\varphi_0 = \pi/2$ на основной частоте Ω [3–9]. В этом случае при малых амплитудах фазовой модуляции $m \sim \varphi_m$.

Величина фазового сдвига φ_0 для дифрагированного поля, складывающаяся из разности фаз между фоторефрактивной решеткой и интерференционной картиной и дополнительного сдвига для дифракции на фазовой решетке, определяется механизмом записи голограммы. При диффузионном механизме (в отсутствие внешнего электрического поля) и дифракции без изменения поляризационного состояния суммарный фазовый сдвиг равен нулю или π , что соответствует квадратичному режиму фазовой демодуляции. В случае дрейфовой записи, когда к кристаллу приложено постоянное электрическое поле, и такого же режима дифракции на фазовой голограмме достигается линейный режим фазовой демодуляции за счет обеспечения фазового сдвига на $\pi/2$ или $-\pi/2$ [3]. Однако сильное постоянное электрическое поле, прикладываемое к кристаллу, приводит к его перегреву.

При анизотропной дифракции световой волны на динамической голограмме, когда имеет место изменение поляризационного состояния дифрагированного поля на ортогональное по отношению к исходному, возможно линей-

ное преобразование модуляции фазы сигнальной волны в изменение ее мощности и при механизме записи диффузионного типа [6–9]. Оно реализуется при смешении двух волн с различным типом поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая – эллиптическую или круговую. 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.

В работе [14] проведен анализ встречного двухволнового взаимодействия циркулярно поляризованной стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной, имеющей линейную поляризацию, в кристаллах силленитов среза (100) и получены следующие выражения для ее интенсивности на выходе из кристалла и для глубины модуляции интенсивности на нулевой, первой и второй гармониках сигнала:

$$I_s(-d, t) = [M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots](1 - R^2)I_{s0} \exp(-\alpha d), \quad (3)$$

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 + J_0^2(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{2\rho} \sin(\rho d) \left[\sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_1}{4\rho} \sin(\rho d) \right], \quad (4)$$

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (5)$$

$$M^{(2)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \sin(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (6)$$

где R – френелевский коэффициент отражения от граней кристалла; θ_{s0} – угол между кристаллографическим направлением [010] и вектором поляризации для сигнального пучка в кристалле на его входной грани; d – толщина и ρ – удельное оптическое вращение кристалла; α – коэффициент поглощения света; Γ_1 – коэффициент усиления, характеризующий эффективность взаимодействия пучков; J_n – функция Бесселя n -го порядка.

Отметим преимущество рассматриваемой схемы интерферометра, состоящее в том, что выбором входного поляризационного угла θ_{s0} можно реализовать как линейный (при $\theta_{s0} = \rho d/2 - p\pi/2$, где p – целое число), так и квадратичный режим фазовой демодуляции.

3. Амплитудная характеристика адаптивного интерферометра, использующего встречное взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100)

На рис.2 представлена схема исследуемого голографического интерферометра, предназначенного для измерения спектра колебаний зеркально отражающих объектов. В качестве источника излучения использовался He-Ne-лазер ($\lambda = 633$ нм, мощность 20 мВт) или одночастотный твердотельный лазер (532 нм, 50 мВт). Делительный кубик 2 разделял лазерное излучение на опорную и сигналь-

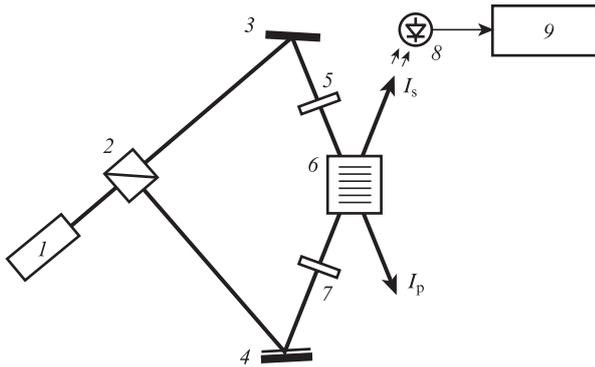


Рис.2. Схема голографического интерферометра, использующего встречное взаимодействие волн, имеющих различную поляризацию: 1 – лазер; 2 – оптический делитель; 3 – неподвижное зеркало; 4 – колеблющееся зеркало; 5 – четвертьволновая пластина; 6 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100); 7 – поляризатор; 8 – фотодиод; 9 – селективный вольтметр.

ную волны; четвертьволновая пластина 5 и поляризатор 7 позволяли задавать поляризационные параметры сигнальной и опорной волн, оптимальные при реализации линейного режима фазовой демодуляции. Фазовая модуляция сигнальной волны осуществлялась с помощью зеркала, приклеенного к пьезокерамическому цилиндру, на частотах от 300 Гц до 10 кГц. Электрический сигнал от звукового генератора подавался на пьезокерамику через согласующий трансформатор, а его амплитуда на цилиндре изменялась в пределах, позволяющих задавать амплитуду вибрации зеркала 4, моделирующего колеблющийся объект, от 0.005 до 300 нм. Сигнальная волна, отраженная от зеркала 4, имеет значительно меньшую интенсивность, чем опорная. После поляризатора 7 она проходит через кристалл 6 ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$, срез (100)) и попадает на фотоприемник 8 (фотодиод ФД-24К, сопротивление нагрузки $R_L = 8.8$ кОм, напряжение смещения 12 В). Сигнал фазовой демодуляции выделялся на частоте первой гармоники селективным вольтметром 9 при избирательности 40 дБ.

Характерные экспериментальные зависимости относительных амплитуд гармоник $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ от амплитуды колебаний отражающего зеркала $l = \varphi_m \lambda / (4\pi)$ при частоте модуляции 1.15 кГц и левой круговой поляризации пучка накачки ($\lambda = 532$ нм) представлены точками на рис.3. Расчетные зависимости (кривые на рис.3), полученные из соотношений (3), (5) и (6) при значениях параметров $\Gamma_1 = 12 \text{ см}^{-1}$ и $\rho = 9$ град/мм, хорошо соответствуют экспериментальным данным. Как следует из рисунка, в кристаллах силленитов среза (100) при встречном взаимодействии стационарной опорной волны, имеющей циркулярную поляризацию, с линейно поляризованной сигнальной волной изменением ориентации ее вектора поляризации можно задать как линейный, так и квадратичный режим фазовой демодуляции.

Эксперименты показали, что для интерферометра, использующего встречное взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100), чувствительность к амплитуде вибраций зеркала не зависит от их частоты в исследованном диапазоне от 300 до 10^4 Гц. Типичные экспериментальные зависимости амплитуды электрического сигнала демодуляции, измеряемой селективным вольтметром на сопротивлении нагрузки фотоприемника, от амплитуды l колебаний зеркала ($f = 1.15$ кГц) при использовании лазеров с $\lambda = 532$ нм (темные кружки) и $\lambda = 633$ нм (светлые

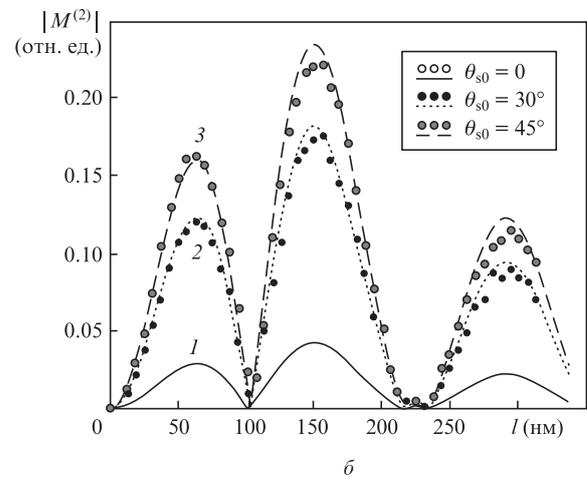
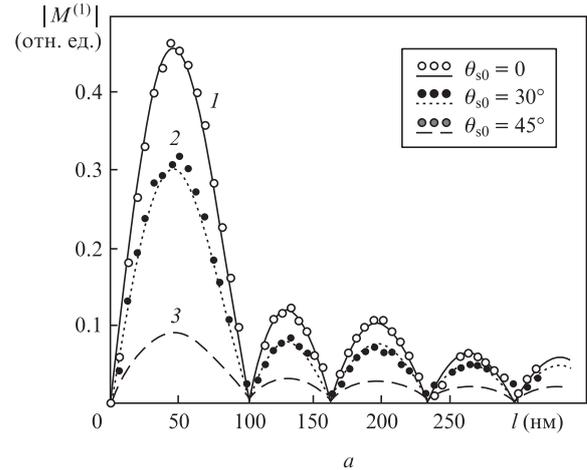


Рис.3. Зависимости от амплитуды колебаний отражателя относительной амплитуды первой (а) и второй (б) гармоник в спектре модуляции интенсивности линейно поляризованного сигнального пучка при встречном взаимодействии в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100) с циркулярно поляризованной волной накачки. Входной поляризационный угол $\theta_{s0} = 0$ (1), 30° (2) и 45° (3); частота колебаний $f = 1.15$ кГц (точки – эксперимент, кривые – расчет).

кружки) показаны на рис.4. Из рисунка следует, что использование излучения с $\lambda = 532$ нм позволило измерить колебания отражающей поверхности с амплитудой 0.005 нм.

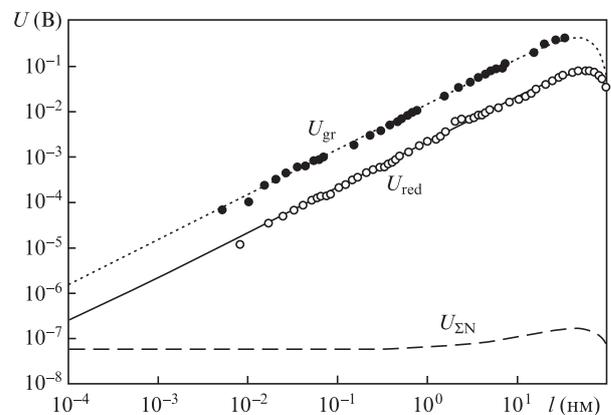


Рис.4. Зависимости амплитуды выходного напряжения голографического интерферометра от амплитуды колебаний отражателя при использовании лазера с длиной волны 532 нм (U_{gr}) и 633 нм (U_{red}). $U_{\Sigma N}$ – суммарное напряжение шума; $f = 1.15$ кГц (точки – эксперимент, кривые – расчет).

С целью определения минимально возможных для детектирования амплитуд колебаний учтем дробовые и тепловые шумы фотодиода. Если использовать известные соотношения для фотодиодного режима детектирования [15] и формулы (3)–(5), определяющие постоянную составляющую интенсивности сигнального пучка и ее первую гармонику, то измеряемое селективным вольтметром напряжение, в которое дает вклад как сигнал $U_{\Omega}(l)$, так и шум $U_{\Sigma N}$, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle U_{\Omega}(l) + U_{\Sigma N} \rangle = & \left\{ \left[R_L S_{ph} J_0(2kl) J_1(2kl) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \right. \right. \\ & \times \cos(\rho d - 2\theta_{s0}) P_s^2 + \Delta f \left[2e R_L^2 \left(S_{ph} \left[1 + J_0^2(2kl) \right. \right. \right. \\ & \times \frac{\Gamma_1}{2\rho} \sin(\rho d) \left(\sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_1}{4\rho} \sin(\rho d) \right) \left. \right. \left. \left. \right] \right. \\ & \left. \left. \times P_s + I_d \right) + 4k_B T R_L \right] \left. \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где e – элементарный заряд; S_{ph} – токовая монохроматическая чувствительность и I_d – темновой ток фотодиода; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; $k = 2\pi/\lambda$; $P_s = I_{s0}(1 - R^2)^2 \exp(-ad)S$; S – площадь поперечного сечения кристалла; Δf – полоса регистрируемых частот.

На рис.4 также представлены рассчитанные по формуле (7) зависимости измеряемого напряжения для голографического интерферометра при использовании лазера с $\lambda = 532$ нм (пунктирная кривая) и с $\lambda = 633$ нм (сплошная кривая), а также зависимость $\langle U_{\Sigma N}(l) \rangle$ (штриховая кривая). В расчетах использовались справочные данные фотодиода ФД-24К ($S_{ph} = 0.4$ А/Вт, $I_d = 1.2$ мкА [16]) и параметры используемого кристалла ($R = 0.19$, $d = 1.15$ мм), экспериментально измеренные значения $\rho = 9$ град/мм, $\Gamma_1 = 12$ см⁻¹, $\alpha = 10$ см⁻¹ (для $\lambda = 532$ нм) и $\rho = 6.34$ град/мм, $\Gamma_1 = 2.04$ см⁻¹, $\alpha = 1$ см⁻¹ ($\lambda = 633$ нм), а также задаваемые в экспериментах углы $\theta_{s0} = 0$ ($\lambda = 532$ нм) и $\theta_{s0} = 8^\circ$ ($\lambda = 633$ нм). Для лазера с длиной волны 532 нм входная мощность сигнального пучка $P_{s0} = I_{s0}S$ оценивалась в 0.2 мВт, в то время как для гелий-неонового лазера она составляла ~ 0.04 мВт. Как видно из рис.4, исследуемый голографический интерферометр может быть использован для анализа колебаний с амплитудой 1 пм и менее.

4. Влияние температуры на формирование отражательных голограмм в кристаллах силленитов

Вследствие высокой чувствительности к вариациям фазы сигнального пучка в интерферометре, температура кристалла может оказывать значительное влияние на его характеристики. Исследования влияния температуры кристалла титаната висмута на формирование в нем отражательных голограмм проводились на экспериментальной установке, аналогичной используемой в [17], с введением в нее нагревательного элемента на основе модуля Пельтье и схемы управления температурой [13].

Чувствительность интерферометра к изменениям температуры увеличивается с толщиной кристалла. Поэтому ниже описаны эксперименты, в которых отражательная голограмма формировалась в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (срез

(100), толщина $d = 5.9$ мм), картиной интерференции проходящего через него светового пучка накачки от He–Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) и отраженного от выходной грани (с координатой $x = 0$) сигнального пучка. В этом случае разность фаз интерферирующих пучков для $x = 0$ остается постоянной при изменении внешних условий, в том числе и температуры кристалла. Измерение временных зависимостей интенсивностей пучка накачки $I_p(t)$ и прошедшего через входную грань ($x = -d$) в направлении, близком к встречному, сигнального пучка $I_s(t)$ позволило по известным соотношениям [6, 12] рассчитать эволюцию коэффициента усиления $\Gamma_1(t)$ для формируемой отражательной голограммы.

В экспериментах по формированию отражательной фоторефрактивной голограммы при фиксированной температуре кристалл нагревался в темноте до заданной температуры, после чего она поддерживалась постоянной с погрешностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Далее открывался пучок накачки и фиксировались изменения во времени интенсивностей $I_p(t)$ и $I_s(t)$, происходящие в результате формирования голограммы и фотоиндуцированных изменений поглощения света в кристалле.

Рассчитанные из экспериментальных данных зависимости коэффициента усиления $\Gamma_1(t)$ при температурах кристалла 25 и 40 °С представлены на рис.5. Наблюдаемые здесь флуктуации эффективности отражательной голограммы, относительная амплитуда которых растет с увеличением температуры кристалла, связаны с работой блока управления, отключающего и включающего модуль Пельтье для поддержания заданной температуры. При увеличении температуры кристалла до 40 °С зависимость

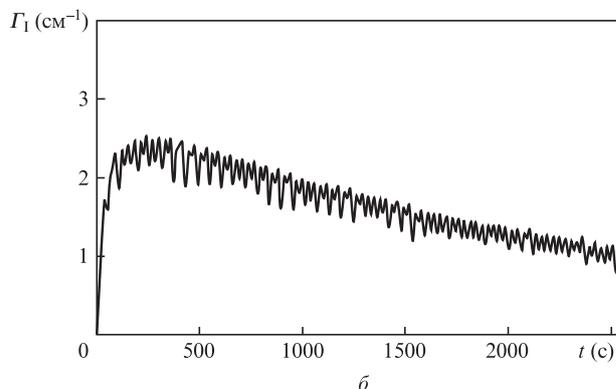
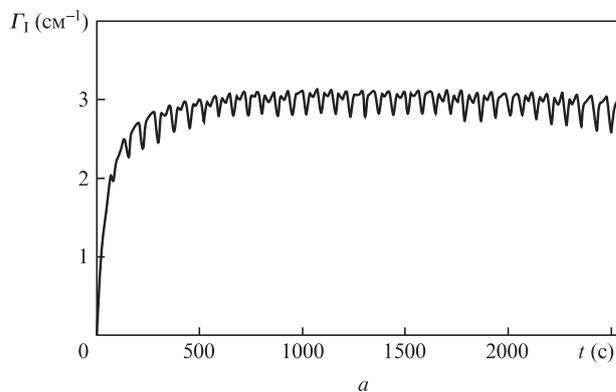


Рис.5. Временная зависимость коэффициента усиления при формировании отражательной фоторефрактивной голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ среза (100) для температуры кристалла 25 (а) и 40 °С (б).

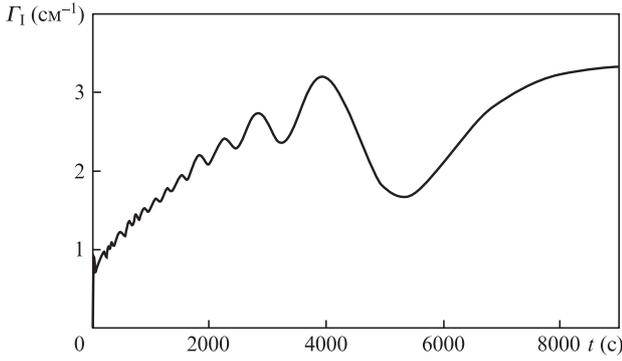


Рис.6. Временная зависимость коэффициента усиления при формировании отражательной фоторефрактивной голограммы в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$: Са срез (100) в условиях остывания кристалла от начальной температуры 40°C .

среднего значения коэффициента усиления становится немонотонной, а его максимально достижимая величина уменьшается. Это свидетельствует о сильном влиянии температуры на встречное взаимодействие световых пучков на отражательных голограммах в титанате висмута.

Для исключения влияния переключения модуля Пельтье на температурные характеристики взаимодействия были проведены эксперименты, в которых кристалл сначала нагревался в темноте до заданной температуры, после чего нагрев отключался и открывался пучок накачки для формирования динамической голограммы. Рассчитанная из экспериментальных данных зависимость коэффициента усиления $\Gamma_1(t)$ для отражательной голограммы в условиях остывания кристалла, нагретого до 40°C , представлена на рис.6. Анализ поведения эффективности двухпучкового взаимодействия на отражательной решетке с изменением температуры (рис.5 и 6) показывает необходимость учета влияния температуры кристалла как на процессы перераспределения зарядов по дефектным центрам, так и на дрейф интерференционной картины в кристалле вследствие термооптического эффекта и линейного расширения.

Для теоретического анализа влияния температуры на перераспределение зарядов по дефектным центрам воспользуемся моделью зонного переноса, предполагающей наличие в кристаллах силленитов как глубоких донорно-ловушечных пар [13], с которых возможно только фотовозбуждение электронов в зону проводимости, так и мелких ловушек, заселяемых за счет рекомбинации таких электронов из зоны проводимости. Как известно [18], последний процесс увеличивает эффективное число ловушечных центров, что приводит к росту эффективного поля пространственного заряда голограммы. Установление равновесия для процессов термического и оптического возбуждения электронов в зону проводимости с мелких ловушек и может являться причиной роста эффективного числа ловушечных центров при уменьшении температуры.

Для описания процессов перераспределения электронов по донорным и ловушечным центрам использовались кинетические уравнения [13, 18]. При анализе первой гармоники поля пространственного заряда, дающей вклад в рассматриваемое встречное взаимодействие, во-первых, следует учесть, что изменение температуры кристалла T вследствие термооптического эффекта изменяет его показатель преломления n_0 [19]:

$$n_0(t) = n_0 + \frac{dn_0}{dT} \Delta T(t), \quad (8)$$

причем для кристаллов семейства силленитов коэффициент $dn_0/dT > 0$. В результате пространственный период интерференционной картины является функцией времени:

$$\Lambda(t) = \frac{2\pi}{|K(t)|} = \frac{2\pi}{2kn_0(t)} = \frac{\lambda}{2n_0(t)}, \quad (9)$$

где K – вектор фоторефрактивной решетки, направленный вдоль оси x .

Во-вторых, термическое удлинение кристалла вдоль оси x сдвигает образующиеся в нем зарядовые решетки относительно такой динамической интерференционной картины. В рассматриваемом случае распределения интенсивности света, образованного при интерференции пучка накачки с отраженным от грани $x = 0$ сигнальным пучком, эту грань можно считать «закрепленной» относительно начала координат. При этом текущая координата x' вдоль направления x , определяющая мгновенное значение заряда на рассматриваемых дефектных центрах в некоторой локальной точке кристалла, является функцией времени:

$$x' = [1 + \alpha_t \Delta T(t)]x, \quad (10)$$

где α_t – коэффициент линейного расширения.

В приближении малых контрастов интерференционной картины, формирующей голограмму, система уравнений, соответствующая рассматриваемой модели, линеаризуется путем разложения неизвестных функций F в ряд Фурье с учетом термооптического эффекта и сдвига зарядовых решеток вследствие линейного расширения кристалла:

$$F(x', t) = F_0(t) + \frac{F_1(t)}{2} \exp\{i2k_0 n_0(t)x'/[1 + \alpha_t \Delta T(t)]\} + \frac{F_1^*(t)}{2} \exp\{-i2k_0 n_0(t)x'/[1 + \alpha_t \Delta T(t)]\}. \quad (11)$$

Использование известной методики (см., напр., [3, 20]) позволило получить замкнутую систему уравнений для нулевых пространственных гармоник, которая решалась численно. Для анализа динамики первых пространственных гармоник зарядовых решеток и поля пространственного

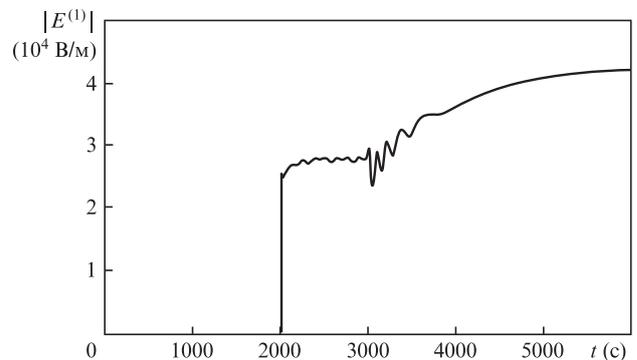


Рис.7. Временная зависимость модуля амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда $|E^{(1)}(t)|$ отражательной голограммы в кристалле титаната висмута в условиях изменения температуры. В диапазоне $0 < t < 2000$ с – нагрев кристалла до температуры $T = 341 \pm 1$ К в отсутствие светового пучка, формирующего отражательную голограмму; при $t = 2000$ с – включение формирующего светового пучка; в диапазоне $2000 < t < 3000$ с – поддержание температуры $T = 341 \pm 1$ К; при $t > 3000$ с – уменьшение температуры кристалла по экспоненциальному закону.

заряда $E^{(1)}(t)$ была разработана методика, моделирующая изменение температуры. Характерная временная зависимость для $E^{(1)}(t)$, предполагающая, что до момента времени $t = 3000$ с поддерживалась температура кристалла $T = 341 \pm 1$ К, а при $t > 3000$ с происходило ее уменьшение по экспоненциальному закону, представлена на рис. 7. При $t = 2000$ с включался пучок накачки вместе с сигнальным пучком, что позволяло моделировать формирование отражательной решетки и вычислять зависимость $E^{(1)}(t)$ при заданном режиме эволюции температуры кристалла.

Как видно из сравнения рис. 5, 6 и 7, предложенная теоретическая модель позволяет качественно описать экспериментально наблюдаемые особенности поведения коэффициента усиления $G_1(t) \propto E^{(1)}(t)$ при изменении температуры кристалла титаната висмута.

5. Заключение

Экспериментально продемонстрировано, что голографический интерферометр, основанный на встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах в кубическом фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100), позволяет измерять колебания с амплитудой 5 пм на частотах от 300 Гц до 10 кГц. Анализ амплитудной характеристики такого интерферометра, проведенный с учетом дробовых и тепловых шумов фотоприемника, показал возможность измерения колебаний с амплитудой менее 1 пм.

Экспериментально обнаружена сильная температурная зависимость эффективности встречного взаимодействия световых волн на отражательных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ среза (100). Предложена теоретическая модель, принимающая во внимание влияние температуры на процессы фотоиндуцированного перераспределения зарядов по глубоким донорно-ловушечным и мелким ловушечным центрам, а также дрейф интерференционной картины в кристалле вследствие термооптического эффекта и линейного расширения.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педаго-

гические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0553).

1. Wagner J.W., Spicer J.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 1316 (1987).
2. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. *Opt. Lett.*, **5**, 485 (1980).
3. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
4. Stepanov S.I. *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 39 (1994).
5. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Application of Photorefractive Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1996).
6. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **38**, 1059 (2008).
7. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. *J. Appl. Phys.*, **105**, 031101 (2009).
8. Петров В.М., Петров М.П., Брыксин В.В., Петер Е, Чуди Т. *ЖЭТФ*, **131**, 798 (2007).
9. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).
10. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
11. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
12. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартынов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Квантовая электроника*, **35**, 163 (2005).
13. Shandarov S.M., Polyakova L.E., Mandel A.E., Kisteneva M.G., Vidal J., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6595**, 124 (2007).
14. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V.M., Kargin Yu.F. *Phys. Wave Phenomena*, **17**, 39 (2009).
15. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А., Курмашев Ш.Д. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра* (М.: Радио и связь, 1984).
16. Аксененко М.Д., Баранчиков М.Л. *Приемники оптического излучения. Справочник* (М.: Радио и связь, 1987).
17. Мартынов 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. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
18. Shandarov S.M., Kobozev O.V., Reshet'ko A.V., Krauze M.G., Volkov V.V., Kargin Yu.F. *Ferroelectrics*, **202**, 257 (1997).
19. Бабонас Г.А. В сб. *Электроны в полупроводниках. Электронная структура и оптические спектры полупроводников* (Вильнюс: Мокслас, 1987, вып. 6, с. 41).
20. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. *Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах* (Томск: изд-е Томского гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2007).