

УДК 681.785.6 : 535.241.13 : 534

МЕТОД ЛАЗЕРНОЙ ГЕТЕРОДИННОЙ ТОМОГРАФИИ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ РЕШЁТОК

© П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин

*Институт автоматизи и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: tverdokhleba@iae.nsk.su*

Предложены метод и физико-техническое решение лазерной гетеродинной томографии рассеивающих свойств толстых светочувствительных материалов (сред) в режиме отражения. Метод основан на акустооптическом сканировании записанной в среде тестовой отражательной решётки и на послыном коллинеарном гетеродинном анализе рассеянного поля. Получены формулы для оценки пространственной разрешающей способности метода и периода тестовой решётки, а также дана оценка его чувствительности — зависимости гетеродинного сигнала от глубины расположения слоёв решётки. Теоретические выводы подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: отражательная решётка, лазерная гетеродинная томография, коллинеарное гетеродинирование, разрешающая способность метода.

DOI: 10.15372/AUT20200407

Введение. В работах [1, 2] предложен метод лазерной гетеродинной томографии внутренних оптических свойств толстых светочувствительных материалов, позволяющий в отличие от известных [3–5] восстанавливать значения амплитуды и фазы рассеянного света во всех парциальных слоях исследуемой объёмной среды. Одно из преимуществ метода — предварительная запись и последующий анализ тестовых объёмных дифракционных решёток проводятся в ходе единого цикла испытания материала. В этом случае выполняется: освещение материала двумя программно управляемыми и частотно-модулированными когерентными световыми пучками, формирование в среде бегущей объёмной интерференционной решётки с изменяемым периодом и углом поворота, послыное восстановление дифрагированных световых волн с «именными» доплеровскими сдвигами частот и совместная коллинеарная гетеродинная обработка дифрагированных (сигнальных) и прошедших (референтных) световых волн в целях определения амплитуды и фазы излучения, рассеянного в слоях анализируемой решётки. Получены формулы для оценки разрешающей способности метода, оптимального соотношения между периодом и толщиной тестовой решётки, а также количества возможных слоёв анализа. Найдена связь таких характеристик с параметрами элементов оптической системы с гетеродинным фотодетектором. Установлен характер связи выходных сигналов двухканального гетеродинного фотодетектора с амплитудными и фазовыми компонентами излучения, рассеянного в слоях исследуемой решётки [6]. Возможности послыного восстановления амплитуды и фазы рассеянного излучения показаны на примере исследования объёмной голограммы пропускающего типа, нелинейно записанной в легированном натрием кристалле флюорита толщиной 2,4 мм [7].

Предлагаемая работа является продолжением ранее проведённых исследований [1, 2, 6, 7] и в отличие от них посвящена разработке лазерного метода послыного по глубине анализа рассеивающих свойств оптических материалов в отражённых световых пучках. В этом случае освещение исследуемых образцов материалов осуществляется двумя когерентными световыми пучками, наклонно падающими на их противоположные поверхности. При этом генерация, частотная модуляция и пространственное перемещение этих пучков обеспечивается, как и в [7], акустооптическим способом.

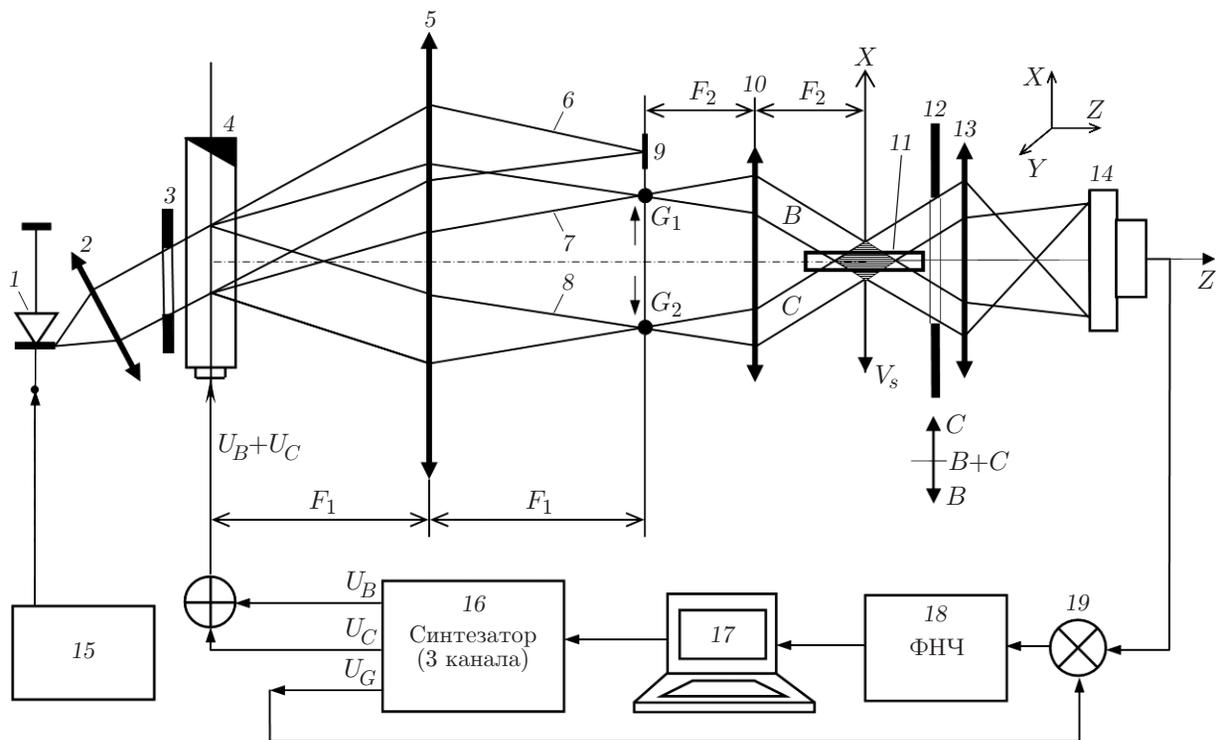


Рис. 1. Схема оптико-электронной системы с гетеродинным фотодетектором

Метод и его физико-техническое решение. Принцип томографического исследования поясним с помощью оптико-электронной системы, показанной на рис. 1. Пучок света полупроводникового лазера 1 формируется коллиматором 2 и через диафрагму 3 поступает на оптический вход акустооптического дефлектора (АОД) 4. На электрический управляющий вход АОД от цифрового синтезатора частот подаются два напряжения U_B и U_C . Частоты этих напряжений $f_B(t)$ и $f_C(t)$ изменяются во времени по линейному закону. Поэтому напряжения U_B и U_C являются линейно частотно-модулированными (ЛЧМ) сигналами. С их помощью в АОД формируются две бегущие ультразвуковые волны и соответствующие им дифрагированные световые пучки 7 и 8 минус первого порядка дифракции (стоксовы компоненты). Непродифрагировавшая часть 6 входного светового пучка блокируется экраном 9, а пучки 7 и 8 с помощью конфокальной оптической системы 5, 10 совмещаются в объеме исследуемой среды 11.

Здесь в отличие от [7] исследуемая тестовая объемная решетка является отражательной. Она расположена в зоне рабочего отрезка выходного микрообъектива 10 конфокальной системы 5–10 так, чтобы интерферирующие пучки B и C , образующие измерительный объем [8], падали на противоположные поверхности среды 11.

Подвижный экран 12 может находиться, как показано на рисунке, в трёх положениях. В положении C экран перекрывает пучок B , а пучок C проходит через объектив 13, и на поверхности фотодетектора 14 строится изображение фокальной плоскости конфокальной системы. В положении экрана B такое изображение формируется в свете пучка B , а в его среднем положении проходят оба пучка B и C . Согласно [6] в таком режиме возможно отдельно определить амплитудные и фазовые компоненты света, рассеянного в слоях исследуемой решетки.

Перемножитель 19 и фильтр нижних частот (ФНЧ) 18 предназначены для снижения избыточности сигнала с выхода фотодетектора 14. При анализе параметров решетки информативное изменение частоты полученного сигнала обычно не превышает 100 кГц, а

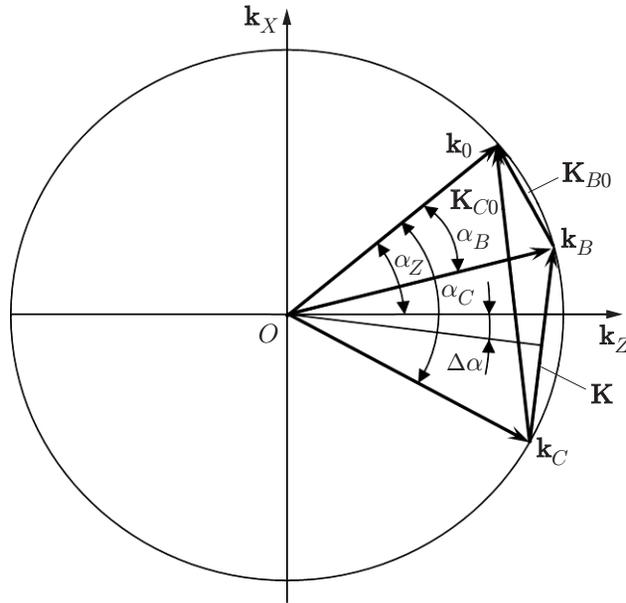


Рис. 2. Схема акустооптического взаимодействия

значение несущей частоты достигает 50 МГц. С помощью устройств 18, 19 проводится вычитание неинформативной части сигнала, в результате чего уменьшается объём регистрируемой информации.

Обратимся теперь к векторной диаграмме, показанной на рис. 2. Здесь \mathbf{k}_0 — волновой вектор световой волны на входе АОД, $k_0 = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны лазерного излучения; \mathbf{K}_{B0} , \mathbf{K}_{C0} — векторы ультразвуковых дифракционных решёток, $K_{B0} = \omega_B/V$, $K_{C0} = \omega_C/V$, где $\omega_B = 2\pi f_B$, $\omega_C = 2\pi f_C$ — круговые частоты напряжений U_B и U_C синтезатора 16, V — скорость ультразвука в светозвукопроводе АОД; \mathbf{k}_B и \mathbf{k}_C — волновые векторы пучков 7 и 8, дифрагирующих на решётках \mathbf{K}_{B0} и \mathbf{K}_{C0} соответственно; $\mathbf{K} = \mathbf{K}_{C0} - \mathbf{K}_{B0}$ — волновой вектор сканирующей решётки, сформированной в АОД.

Найдём зависимость вектора \mathbf{K} от параметров исследуемой среды, оптической системы и управляющих напряжений. Из векторной диаграммы на рис. 2 следует, что $\sin(\alpha_B/2) = K_{B0}/2k_0$. Далее, принимая во внимание значения $\Lambda_B = V/f_B$ и $K_{B0} = 2\pi/\Lambda_B = 2\pi f_B/V$, где $\Lambda_B = V/f_B$ — длина волны ультразвука в АОД, получим $\alpha_B = 2 \arcsin(\lambda f_B/2V)$. Аналогичным образом установим, что $\alpha_C = 2 \arcsin(\lambda f_C/2V)$ и $\alpha_Z = 2 \arcsin(\lambda f_Z/2V)$. Здесь f_Z — частота, при которой направление дифрагированного пучка совпадает с оптической осью Z . Для обеспечения максимального угла сканирования значение частоты f_Z необходимо выбирать в середине рабочего диапазона частот АОД.

Обозначим через β_B и β_C углы между осью Z и векторами \mathbf{k}_B и \mathbf{k}_C соответственно. Тогда из диаграммы на рис. 2 находим, что $\beta_B = \alpha_Z - \alpha_B > 0$, $\beta_C = \alpha_C - \alpha_Z < 0$. В соответствии с условием синусов [9] углы β_B , β_C преобразуются телескопом так, что $\sin \theta_B = -Q \sin \beta_B$, а $\sin \theta_C = -Q \sin \beta_C$. Здесь θ_B и θ_C — углы между сканирующими пучками B , C и осью Z на выходе телескопа при отсутствии исследуемой оптической среды (рис. 3, а), Q — коэффициент уменьшения телескопической системы.

Для простоты послойный по глубине анализ рассеянного света будем проводить при равномерном распределении амплитуды света в апертуре АОД. На рис. 3, а сплошными линиями изображена тестовая отражательная решётка, записанная при $\theta_B = \theta_C$. В режиме анализа (сканирования) на неё проецируется движущаяся интерференционная считывающая решётка, показанная пунктиром. Трёхмерная огибающая этой структуры $abcdefhk$ образует измерительный объём. На рис. 3, б приведена векторная диаграмма пучков \mathbf{B} и \mathbf{C}

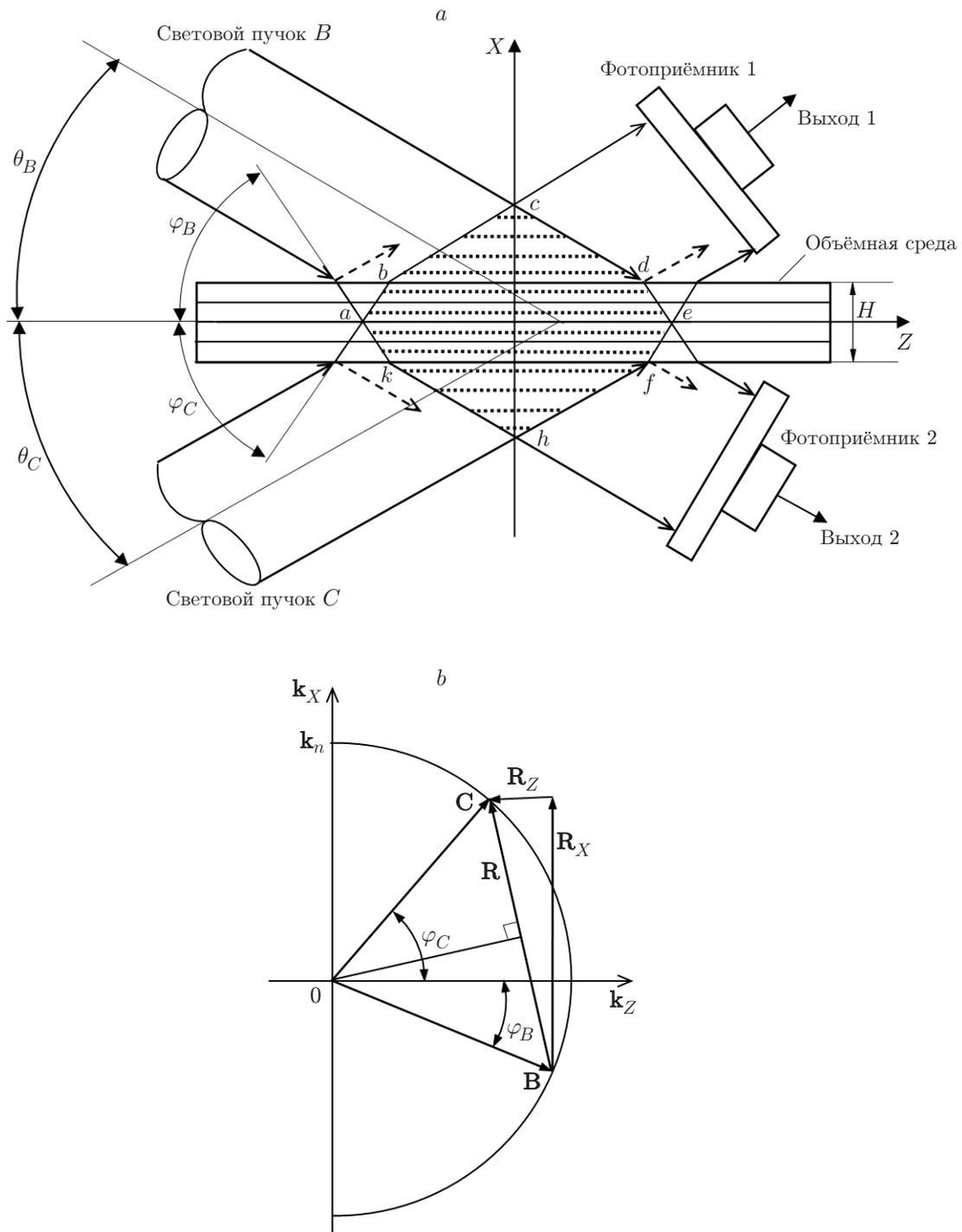


Рис. 3. Схема освещения тестовой отражательной решётки световыми пучками B и C : a — поле бегущей интерференционной решётки (показано пунктиром); b — векторная диаграмма дифракции пучков света B и C в объёме тестовой решётки

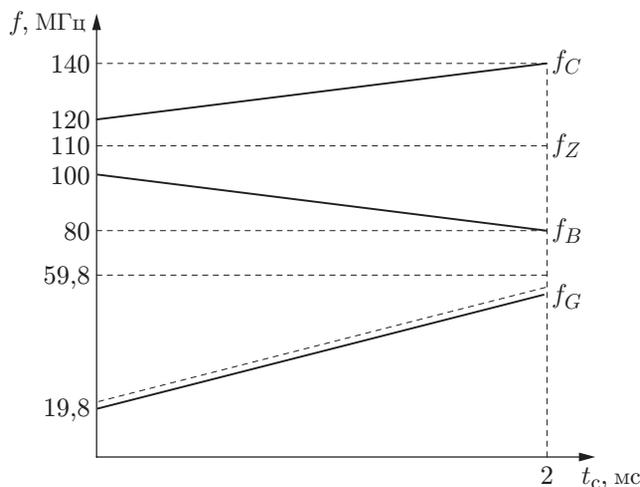


Рис. 4. Графики изменения частоты управляющих напряжений во времени

для общего случая, когда $\varphi_B \neq \varphi_C$. При этом вектор \mathbf{R} считывающей решётки, образованный при интерференции пучков \mathbf{B} и \mathbf{C} в объёме исследуемой среды, можно разложить на ортогональные составляющие \mathbf{R}_X и \mathbf{R}_Z .

Исходя из геометрических соображений получим

$$R_Z = 2\pi n(\cos \varphi_B - \cos \varphi_C)/\lambda, \quad (1)$$

$$R_X = 2\pi[(n^2 - 1 + \sin^2 \varphi_B)^{1/2} + (n^2 - 1 + \sin^2 \varphi_C)^{1/2}]/\lambda. \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует, что при $\varphi_B = \varphi_C = \varphi$ значение $R_Z = 0$, а

$$R_X = 4\pi[(n^2 - 1 + \sin^2 \varphi)^{1/2}]/\lambda = 4\pi[(n^2 - 1 + Q^2 \sin^2 \beta)^{1/2}]/\lambda. \quad (3)$$

При этом (см. рис. 3, а) сигнал на выходе гетеродинного фотодетектора определяется только спектром пространственных гармоник (плоских волн) R_X по глубине отрагательной решётки.

Такой режим сканирования реализуется при подаче на электрический вход АОД двух напряжений, частоты которых f_B и f_C линейно изменяются во времени, как показано на рис. 4. Для уменьшения количества отсчётов при цифровой регистрации результатов измерения с помощью устройств 18, 19 из разности частот сигналов $f_C - f_B$ вычитается неинформативная часть, равная f_G .

Отметим, что максимальный угол сканирования пучка света, равный $\alpha_C - \alpha_B$, у большинства АОД не превышает 0,15 рад. Значение угла β в 2 раза меньше максимального, поэтому при малости углов $\sin \beta \approx \beta$. Обозначим через Δf и t_c диапазон и время сканирования частот f_B и f_C соответственно. Тогда при линейном во времени t изменении частот со скоростью $\gamma = \Delta f/t_c$ значение $\beta(t) \approx \lambda\gamma t/2V$, а выражение (3) преобразуется к виду

$$R_X(t) \approx 4\pi[(n^2 - 1)/\lambda^2 + (Q^2\gamma^2 t^2/4V^2)]^{1/2}. \quad (4)$$

В результате коллинеарного гетеродинного детектирования каждая из пространственных гармоник (4) преобразуется в электрический сигнал соответствующей частоты.

Определим чувствительность метода m_X как приращение доплеровской частоты Δf_D сигнала при смещении слоя по глубине решётки на расстояние Δx , тогда $m_X = \Delta f_D/\Delta x$.

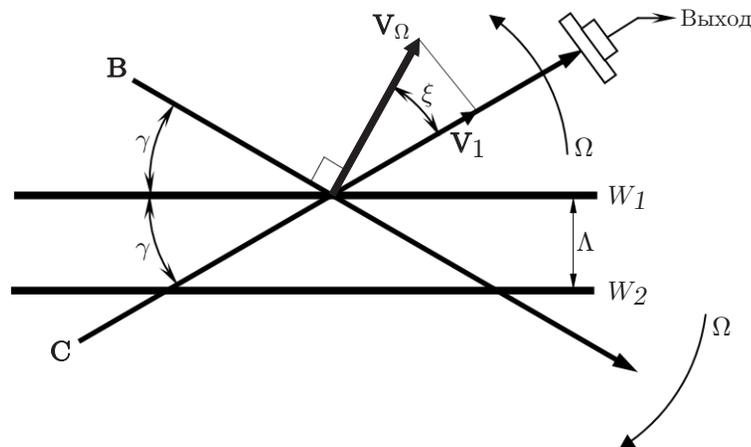


Рис. 5. Схема формирования доплеровского смещения частоты света при отражении сканирующих лучей **B** и **C** от изофазной поверхности решётки W_1

Физический смысл зависимости частоты сигнала от глубины расположения слоя пояснит с помощью рис. 5. Здесь изображены две внутренние изофазные поверхности W_1 и W_2 отражательной решётки. Следуя [10], эти поверхности можно представить в виде зеркал, расположенных на расстоянии Λ друг от друга. В каждую точку отражающих поверхностей зеркал падают два луча, которые вращаются в противоположных направлениях с мгновенной угловой скоростью $\Omega(t) = d\varphi(t)/dt$ (относительно центра на пересечении осей X и Z , см. рис. 3, а). Вектор поперечной составляющей скорости V_Ω перпендикулярен направлению распространения луча **B**. Величина этой скорости определяется как $V_\Omega = \Omega r$, где r — расстояние до оси вращения, а составляющая скорости $V_1 = V_\Omega \cos \xi = r[d\varphi(t)/dt] \sin 2\varphi$, коллинеарная лучу **C**, образует доплеровский сдвиг частоты света

$$f = V_1 n / \lambda = V_\Omega n \sin 2\varphi / \lambda = (d\varphi(t)/dt) r n \sin 2\varphi / \lambda, \quad (5)$$

где n — показатель преломления исследуемой среды. Отсюда следует, что приращение доплеровской частоты Δf при отражении луча от изофазной поверхности W_2 обусловлено увеличением радиуса вращения r на величину $\Delta r = \Lambda / \sin \varphi$. Тогда из (5) можно получить формулу для вычисления чувствительности метода:

$$m_X = \Delta f / \Lambda = (Q\gamma/V) \cos(\lambda\gamma t / 2Vn). \quad (6)$$

Эксперимент. Проведено измерение чувствительности и разрешающей способности метода. Поскольку указанные параметры являются функциями координаты x , то их значения определялись по отклику экспериментальной оптико-электронной системы (см. рис. 1) на действия δ -импульсов. Для формирования таких импульсов в зону интерференции пучков **B** и **C** помещалось покровное стекло для микроскопов толщиной 170 мкм так, чтобы плоскость стекла была параллельна плоскости ZOY . Свойства объёмной решётки воспроизводились путём перемещения стекла вдоль оси X (глубины) с шагом 20 или 30 мкм. Количество шагов 14. После каждого перемещения проводилось измерение зависимости значения фототока во времени при линейной развёртке частот напряжений U_B , U_C и U_G .

Гауссов световой пучок на входе АОД был ограничен прямоугольной диафрагмой 3 размерами $L_x \times L_y = 4 \times 3$ мм. Параметры АОД: $V = 0,73$ км/с, диапазон частот управляющего напряжения 80–140 МГц. Отсюда $f_Z = 110$ МГц.

Значения частот f_B , f_C , f_Z и f_G и диапазон их изменения в течение времени развёртки 2 мс приведены на рис. 4. Отсюда следует, что разность частот $f_C - f_B$ напряжений,

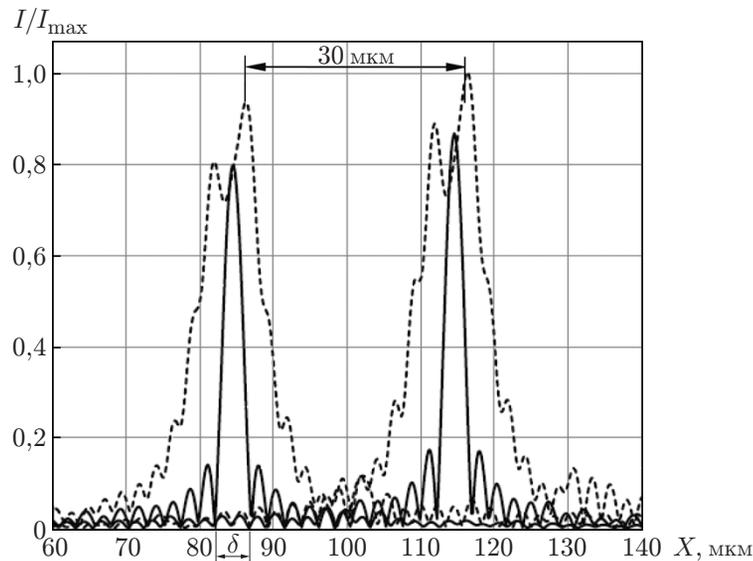


Рис. 6. Характер изменения сигнала фотодетектора при различных (по глубине) положениях отражающих поверхностей

формирующей сканирующую решётку, изменялась от 20 до 60 МГц, а промежуточная частота, равная $f_C - f_B - f_G$, составляла 200 кГц. Коэффициент уменьшения конфокальной оптической системы $Q = 8,91$. При таких параметрах в объёме исследуемой среды, как следует из выражения (3), формировалась сканирующая решётка с пространственной частотой, изменяющейся от 3450 до 3520 мм^{-1} .

При перемещении покровного стекла по оси X частота сигнала на выходе гетеродина фотодетектора изменяется. После обработки серии из 14 таких графиков была построена функция линейной регрессии — зависимости частоты сигнала от смещения слоя по оси X . Эта зависимость оказалась практически линейной: коэффициент корреляции Пирсона составил 0,999881. При этом чувствительность m_X — приращение доплеровской частоты сигнала Δf_D при смещении слоя по глубине на расстояние Δx : $m_X = \Delta f_D / \Delta x = 241,5$ Гц/мкм. Соответствующая теоретическая оценка чувствительности, полученная по формуле (6), даёт значение $m_X = 244,1$ Гц/мкм.

На рис. 6 показан характер изменения сигнала фотодетектора при двух положениях отражающих поверхностей, разнесённых на 30 мкм. Анализ полученных зависимостей показал, что их фазочастотные характеристики имеют области с квадратичным набегом фазы, что приводит к уширению отклика (пунктирная линия) и снижению разрешающей способности метода по глубине материала. Для уменьшения размера отклика спектр регистрируемого выходного сигнала умножался на его комплексно-сопряжённое значение, а результирующий «сжатый» отклик формировался путём обратного преобразования Фурье полученного произведения. Такой отклик показан на рис. 6 сплошными линиями.

В идеальном случае (при отсутствии амплитудно-фазовых искажений зависимости фототока от времени сканирования) разрешающая способность метода по двойному критерию Рэлея, определяемая по формуле $\delta = 2/(t_c m_X)$, равна 4,1 мкм. Из рис. 6 следует, что экспериментальное значение разрешающей способности δ составляет около 4,84 мкм.

Заключение. Таким образом, в результате выполненного исследования предложены новый метод и реализующее его физико-техническое решение, предназначенные для лазерного томографического (послойного) анализа рассеивающих свойств отражающих оптических материалов. Получены формулы для оценки чувствительности и разрешающей способности метода по толщине материала. Теоретические значения таких параметров

близки к экспериментальным. Результаты могут быть использованы при исследовании (фотополимерных, электрооптических и других материалов, в том числе материалов на основе аддитивно окрашенных кристаллов флюорита. Большой класс изучаемых в настоящее время рассеивающих сред образуют биологические ткани.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Новосибирской области (проект 19-42-540005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Метод лазерной доплеровской томографии для исследования объёмных регистрирующих сред // *Автометрия*. 2008. **44**, № 6. С. 76–88.
2. **Пат. 2377539 РФ.** Способ оптической томографии светочувствительных материалов /Ю. А. Щепеткин. Заявл. 09.07.2008; Оpubл. 27.12.2009, Бюл. № 36.
3. **Vader T. R.** Hologram gratings: Amplitude and phase components // *Appl. Opt.* 1975. **14**, N 12. P. 2818.
4. **Алексеев-Попов А. В., Гевелюк С. А.** Оптическая голография. Л.: Наука, 1983. С. 14–24.
5. **Щеулов А. С., Вениаминов А. В., Корзинин Ю. Л. и др.** Высокостабильная голографическая среда на основе кристаллов $\text{CaF}_2:\text{Na}$ с коллоидными центрами окраски. III. Свойства голограмм // *Оптика и спектроскопия*. 2007. **103**, № 4. С. 672–676.
6. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Способ оптической томографии для исследования амплитудного и фазового компонентов объёмной голографической решётки // *Автометрия*. 2013. **49**, № 1. С. 68–79.
7. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А., Штейнберг И. Ш.** Исследование характеристик толстых дифракционных решёток методом лазерной гетеродинной томографии // *Автометрия*. 2019. **55**, № 1. С. 26–34. DOI: 10.15372/AUT20190104.
8. **Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1983. 303 с.
9. **Молчанов В. Я., Китаев Ю. И., Колесников А. И. и др.** Теория и практика современной акустооптики. М.: Дом МИСиС, 2015. 459 с.
10. **Денисюк Ю. Н.** Особенности обращения волнового фронта трёхмерной доплеровской голограммой движущегося объекта // *Оптическая голография*. Л.: Наука, 1983. С. 4–14.

Поступила в редакцию 27.04.2020

После доработки 18.06.2020

Принята к публикации 29.06.2020