

**МЕТОД ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ
РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД***

П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин

*Институт автоматки и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: peter@iae.nsk.su*

Предложен метод лазерной доплеровской томографии для исследования шумов рассеяния, усадки, амплитуд модуляции показателя преломления и коэффициента поглощения, а также других характеристик объемных или толстых регистрирующих сред. Метод основан на акустооптическом сканировании ранее записанной в среде тестовой объемной решетки и послыном коллинеарном гетеродинном детектировании рассеянного поля. Рассмотрена оптико-электронная схема системы, предназначенной для экспериментальной проверки метода. Получены формулы для оценки пространственной разрешающей способности метода, оптимального периода тестовой решетки, максимального количества детектируемых слоев и показана их связь с параметрами элементов оптической системы. В качестве примера восстановлены значения амплитуды и фазы рассеянного света в глубинных слоях объемной решетки, записанной в фотополимере толщиной 130 мкм.

Введение. Известно, что голографический способ регистрации волнового фронта стал мощным стимулом для развития новых регистрирующих сред органической и неорганической природы с толщиной фоточувствительного слоя от 10 до 1000 мкм и более. Их в отличие от ранее используемых сред (слои порядка 0,1–10 мкм) стали называть объемными или толстыми. Определелись наиболее важные области применения толстых регистрирующих сред. Так, на их основе была предложена революционная по тем временам концепция трехмерной голографической памяти [1]. Толстые фоточувствительные слои стали использоваться при создании высококачественных изображительных голограмм [2], элементов голографической оптики, узкополосных спектральных фильтров [3], голографических фотонных кристаллов [4] и т. п.

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-07-89144-а).

Естественно, что при реализации прикладных проектов возникла необходимость не только в совершенствовании имеющихся и создании новых толстых фоточувствительных слоев, но и в соответствующих таким средам экспериментальных методах исследования и тестирования их характеристик. Известно, что на качество восстановленных изображений с объемных голограмм в большей степени сказывается влияние таких нежелательных явлений, как изменения по толщине среды коэффициента поглощения, амплитуды модуляции показателя преломления и уровня шумов, а также величины поперечной и продольной усадки фоточувствительного слоя, что свойственно, например, традиционным фотополимерным материалам.

Общий подход к изучению характеристик зарегистрированных в толстых слоях объемных голограмм предусматривает создание модели трехмерной решетки, учитывающей неравномерное по толщине поглощение света, изменения амплитуды модуляции и среднего показателя преломления по глубине материала и усадку толщины слоя [5]. Далее для этой модели производится расчет зависимости интенсивности дифрагированного на голограмме света от расстройки по углу Брэгга (угловая селективность). При этом применяется метод характеристических матриц [6]. В данном случае структуру объемной голограммы представляют в виде совокупности ее тонких диэлектрических слоев. Каждому слою ставится в соответствие матрица перехода, связывающая состояние поля световой волны на входе и выходе слоя. Матрица перехода всей голограммы находится как произведение матриц отдельных слоев.

Несмотря на то что во многих случаях соответствие расчетных и экспериментальных результатов может оказаться приемлемым, считать эти решения однозначными приходится с массой оговорок. Причина в том, что для полного описания процесса дифракции необходимо знать не только послойное и общее распределение амплитуды дифрагированного поля, но и распределение его фазы.

В данной работе предложен новый метод лазерной доплеровской томографии, позволяющий записать в объеме исследуемой среды тестовую решетку с требуемой пространственной частотой и ориентацией и провести быстрые измерения амплитуды и фазы дифрагированного света во всех слоях решетки. Используя известные алгоритмы [7], по результатам измерений можно восстановить послойное распределение амплитуды модуляции показателя преломления и коэффициента поглощения материала. Предлагаемый томографический метод в сравнении с другими [8] позволяет проводить как запись, так и послойный анализ объемной решетки. В свою очередь, акустооптическое сканирование решетки и гетеродинное детектирование рассеянного света обеспечивают данному методу высокие быстродействие, помехоустойчивость и чувствительность измерений амплитуды и фазы решетки. Эти преимущества могут иметь решающее значение при исследовании сред, чувствительных к длине волны считывающего пучка света.

Опτικο-электронная реализация метода. Поясним принцип действия опτικο-электронной системы, показанной на рис. 1. Пучок света 2 полупроводникового лазера 1 формируется коллиматором 3. Лазер ориентирован так, что наибольшая расходимость его излучения лежит в плоскости XZ . Фазовая полуволновая пластинка 4, расположенная перед оптическим входом акустооптического дефлектора (АОД) 5, поворачивает плоскость поляризации света на 90° . На управляющий вход АОД от синтезаторов 19 через сумматор 20 подаются напряжения U_1 и U_2 с частотами колебаний f_1 и f_2 соответствен-

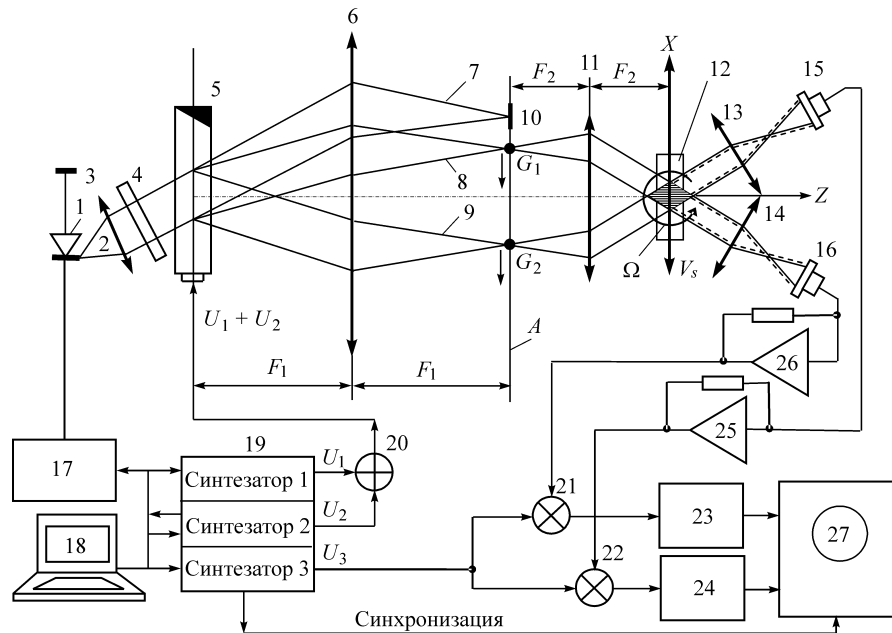


Рис. 1. Схема экспериментальной установки лазерной доплеровской томографии объемных регистрирующих сред

но. Данные электрические сигналы возбуждают в АОД две бегущие ультразвуковые волны. Световой пучок дифрагирует на этих волнах. Если $f_2 > f_1$, то напряжению U_2 соответствует пучок 9, а напряжению U_1 – пучок 8. Непродифрагированный пучок 7 блокируется экраном 10, а пучки 8 и 9 с помощью конфокальной оптической системы 6, 11 совмещаются в объеме регистрирующей среды 12. Размеры пучков выбираются такими, чтобы при максимальном угле их схождения интерференционная решетка перекрывала регистрирующую среду по всей ее толщине.

При записи тестовой объемной решетки лазер работает в импульсном режиме. В этом случае управление его блоком питания 17 осуществляется синтезатором 19. Частота импульсов света $f_0 = f_2 - f_1$ ($f_2 > f_1$), а длительность импульсов $t_n \ll 1/f_0$, поэтому в зоне пересечения пучков 8 и 9 вследствие стробоскопического эффекта по всей толщине среды 12 формируется неподвижная интерференционная картина и происходит запись тестовой решетки.

Измерение параметров записанной решетки проводится путем фазочувствительного коллинеарного гетеродинного детектирования дифрагированного на ней пучка света. При этом лазер переключается в режим непрерывного излучения. Пучки 8 и 9 формируются при дифракции в АОД на движущихся решетках, поэтому вследствие эффекта Доплера частота лазерного света f_d сдвигается так, что у пучка 8 становится равной $f_d - f_1$, а у пучка 9 – равной $f_d - f_2$. Пучок 8 дифрагирует на записанной решетке, и часть его, обозначенная на рисунке пунктирной линией, будет распространяться коллинеарно с той частью пучка 9, которая прошла через образец материала без отклонения. В результате взаимодействия двух коллинеарных пучков с различными частотами света на выходе фотоприемника 15 появится фототок с

разностной частотой f_0 , несущий информацию об амплитуде и фазе записанной тестовой решетки.

Кроме того, метод, основанный на освещении тестовой решетки двумя пучками света, образующими бегущую интерференционную картину, позволяет определить значения коэффициентов фазовой и амплитудной модуляции решетки [7]. Действительно, при детектировании фазовой решетки суммарная интенсивность всех световых пучков после решетки остается во времени неизменной, поэтому электрические сигналы на выходах фотоприемников 15 и 16 будут равны по амплитуде и противоположны по фазе.

Напротив, движение решетки интенсивности относительно амплитудной решетки вызывает синфазную модуляцию света на входах обоих фотоприемников. При обработке результатов измерения формируют два сигнала, которые пропорциональны сумме и разности токов фотоприемников. При этом разностный и суммарный сигналы отдельно несут информацию соответственно о модуляции коэффициентов преломления и поглощения записанной решетки [7].

Режим послынного (томографического) сканирования осуществляется следующим образом. Частоты напряжений U_1 и U_2 изменяются по пилообразному (линейному) закону так, что разность $f_2 - f_1$ остается постоянной в течение цикла сканирования. Вследствие этого остается неизменным в течение цикла сканирования и доплеровский сдвиг частоты света пучка 9 по отношению к частоте света пучка 8. Пусть f_1 и f_2 увеличиваются. При этом, как показано на рис. 1, в задней фокальной плоскости A объектива 6 изображения G_1 и G_2 одновременно перемещаются в направлении, указанном стрелками. При таком перемещении вектор интерференционной решетки в задней фокальной плоскости микрообъектива 11 поворачивается с угловой скоростью Ω , а скорость движения сканирующей интерференционной решетки относительно записанной структуры приобретает две составляющие. Первая (V_s) образуется в результате поступательного движения интерференционной решетки: $V_s = V/Q$, а вторая (V_Ω) возникает вследствие вращения ее относительно центра (начала системы координат XYZ): $V_\Omega = \Omega z$, где V – скорость звука в АОД, $Q = F_1/F_2 \gg 1$ – коэффициент уменьшения конфокальной системы, а z – расстояние от слоя до центра вращения. После сложения поступательного и вращательного движений результирующая скорость движения решетки изменяется по глубине материала, поэтому меняется и доплеровский сдвиг частоты. Иначе говоря, каждому слою по глубине среды будет соответствовать свой доплеровский сдвиг частоты. При $z < 0$ скорости V_s и V_Ω суммируются, вследствие чего в этой зоне среды доплеровский сдвиг частоты $f_d > f_0$ ($f_d = f_0 + f_\Omega$), где $f_\Omega(z)$ – приращение доплеровского сдвига частоты из-за вращения решетки. Соответственно в области $z > 0$ имеем $f_d < f_0$ ($f_d = f_0 - f_\Omega$), а при $z = 0$ имеем $f_d = f_0$. Сигнал частоты f_d выделяется фотоприемниками 15 и 16 путем коллинеарного гетеродинного детектирования.

С помощью объективов 13 и 14 на фотоприемники 15 и 16 проецируется неподвижное при сканировании изображение зоны тестовой решетки. Благодаря этому удастся уменьшить ошибку измерения, обусловленную неравномерностью чувствительности фотодиода по его поверхности.

Напряжения с выходов усилителей фототока 25 и 26 поступают на два канала преобразования частоты. Каждый из каналов содержит перемножители 21, 22 и фильтры нижних частот (ФНЧ) 23, 24. В результате перемножения сигналов фотоприемников и генератора-синтезатора 3 на выходах ФНЧ по-

является напряжением разностной частоты f_p , которая при $f_\Omega = 0$ имеет вид $f_p = f_3 - f_0$, где f_3 – частота напряжения U_3 синтезатора 19. Величина f_3 устанавливается такой, чтобы частота f_p была больше максимального значения f_Ω . Обычно $f_\Omega \ll f_0$, поэтому режим преобразования частоты f_d позволяет не менее чем на порядок уменьшить количество отсчетов при цифровой регистрации результатов и одновременно исключить неопределенность знака приращения частоты $f_\Omega = f_d - f_0$.

Полученные результаты запоминаются цифровым регистратором 27, и далее путем обработки на компьютере 18 можно найти амплитуду и фазу дифрагированного света в каждом слое исследуемой среды.

Характеристики метода. Для оценки основных характеристик метода обратимся к векторной диаграмме, представленной на рис. 2. Здесь \mathbf{k}_0 – волновой вектор световой волны 2 (см. рис. 1) на входе АОД, $k_0 = k = 2\pi/\lambda$, λ – длина световой волны лазерного излучения в вакууме; \mathbf{K}_{01} и \mathbf{K}_{02} – векторы ультразвуковых дифракционных решеток: $K_{01} = \omega_1/V$, $K_{02} = \omega_2/V$, где $\omega_1 = 2\pi f_1$, $\omega_2 = 2\pi f_2$ – круговые частоты напряжений синтезаторов 1 и 2 соответственно; \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 – волновые векторы пучков 8 и 9, которые возникают при дифракции света на решетках \mathbf{K}_{01} и \mathbf{K}_{02} соответственно; $\mathbf{K} = \mathbf{K}_{02} - \mathbf{K}_{01}$ – вектор сканирующей решетки, сформированной в АОД.

Найдем зависимость проекций сканирующей решетки от параметров регистрирующей среды, оптической схемы и управляющего напряжения. Из векторной диаграммы рис. 2 следует, что $\sin(\alpha_1/2) = K_{01}/2k$. Далее, учитывая, что длина волны звука в АОД $\Lambda_1 = V/f_1$ и $K_{01} = 2\pi/\Lambda_1 = 2\pi f_1/V$, получим $\alpha_1 = 2\arcsin(\lambda f_1/2V)$. Аналогично для углов α_2 и α_z : $\alpha_2 = 2\arcsin(\lambda f_2/2V)$, $\alpha_z = 2\arcsin(\lambda f_z/2V)$. Здесь f_z – частота, при которой направление дифрагированного пучка совпадает с оптической осью Z. Чтобы обеспечить максимальный диапазон сканирования, значение f_z должно быть выбрано в середине рабочего диапазона частот АОД.

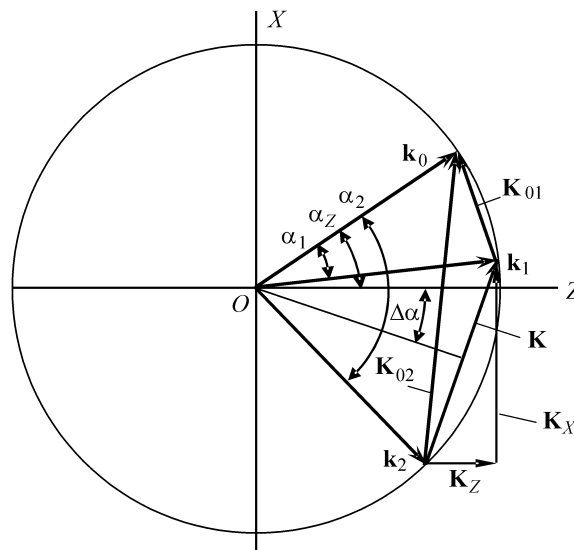


Рис. 2. Схема акустооптического взаимодействия

Обозначим через β_1 и β_2 углы между осью Z и векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 соответственно. Тогда из диаграммы на рис. 2 следует:

$$\beta_1 = (\alpha_Z - \alpha_1) > 0, \quad \beta_2 = (\alpha_Z - \alpha_2) < 0,$$

$$K_X = k_1 \sin \beta_1 - k_2 \sin \beta_2 = (2\pi/\lambda)(\sin \beta_1 - \sin \beta_2),$$

$$K_Z = (2\pi/\lambda)(\cos \beta_1 - \cos \beta_2).$$

В соответствии с условием синусов [9] углы β_1, β_2 преобразуются телескопом так, что

$$\sin \beta_{1T} = -Q \sin \beta_1, \quad \sin \beta_{2T} = -Q \sin \beta_2.$$

Здесь β_{1T} и β_{2T} – углы между сканирующими пучками и осью Z на выходе телескопа. Подставив значения β_{1T} и β_{2T} в выражения для K_X и K_Z , получим

$$\begin{aligned} R_X &= -(2\pi Q/\lambda) [\sin(\alpha_2 - \alpha_Z) - \sin(\alpha_1 - \alpha_Z)] = \\ &= -(4\pi Q/\lambda) \cos(\Delta\alpha) \cdot \sin \psi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$R_Z = (2\pi/\lambda) \{ [n^2 - Q^2 \sin^2(\alpha_Z - \alpha_1)]^{1/2} - [n^2 - Q^2 \sin^2(\alpha_Z - \alpha_2)]^{1/2} \}, \quad (2)$$

где R_X и R_Z – проекции вектора R сканирующей решетки в среде на оси X и Z ; n – коэффициент преломления среды; $\Delta\alpha = [0,5(\alpha_2 + \alpha_1) - \alpha_Z]$ – отклонение биссектрисы угла, образованного векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , от оптической оси Z ; $\psi = (\alpha_2 - \alpha_1)/2$.

Для малых углов α_1, α_2 и α_Z можно записать:

$$\sin(\alpha_1 - \alpha_Z) \approx (\alpha_1 - \alpha_Z), \quad \sin(\alpha_2 - \alpha_Z) \approx (\alpha_2 - \alpha_Z),$$

$$\alpha_1 = \lambda f_1/V, \quad \alpha_2 = \lambda f_2/V,$$

поэтому

$$R_X \approx -(2\pi Q/V)(f_2 - f_1) = (2\pi Q/V)f_0, \quad (3)$$

$$R_Z \approx 2\pi Q^2 \lambda f_0 \Delta f / nV^2, \quad (4)$$

где $\Delta f = [0,5(f_2 + f_1) - f_Z]$ – отклонение средней частоты напряжений U_2 и U_1 от f_Z .

Как уже было отмечено, разность доплеровских частотных сдвигов f_0 в процессе сканирования остается постоянной, а частоты f_2 и f_1 с одинаковой скоростью изменяются линейно во времени. Тогда из (3) и (4) видно, что происходит сканирование только Z -составляющей записанной структуры. Перед следующим циклом сканирования путем изменения f_0 устанавливаются другой угол схождения пучков и повторяют сканирование R_Z уже при новом значении R_X .

Важнейшим параметром метода является его разрешающая способность по глубине, которая определяется в основном апертурным углом сканирования. Ясно, что чем больше угол бокового обзора, тем более мелкие структуры по глубине материала могут быть обнаружены. Максимальное значение этого угла ограничено числовой апертурой N_a микрообъектива 11 (см. рис. 1). Кроме того, если значение N_a определено, то для достижения предельного разрешения необходимо выбрать параметр $Q = 2N_a V / \lambda f_{0 \max}$, где $f_{0 \max}$ – диапазон рабочих частот АОД. При этом обеспечивается сканирование записанной тестовой решетки во всем диапазоне углов, ограниченных числовой апертурой микрообъектива.

Разрешающая способность метода по критерию Рэля δ_z определяется известным соотношением $R_{zm} \delta_z = 2\pi$, где R_{zm} – частота пространственной гармоники R_z при максимальном значении $\Delta f = \Delta f_m = f_{0 \max} - f_0$;

$$\delta_z = nV^2 / \lambda Q^2 f_0 (f_{0 \max} - f_0) = n\lambda / 4N_a^2 \rho (1 - \rho), \quad \rho = f_0 / f_{0 \max}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что существуют оптимальное значение $f_{0 \text{opt}} = f_{0 \max} / 2$ и соответствующий этой частоте период тестовой решетки $d_{\text{opt}} = \lambda / N_a$, при которых достигается наилучшая разрешающая способность $\delta_{z \min} = n\lambda / N_a^2$.

Известно [10], что при пересечении гауссовых пучков размер интерференционного поля по глубине материала определяется как $H = Dn\xi / N_a$, где D – диаметр перетяжки гауссова пучка по уровню $1/e^2$ максимальной интенсивности; $\xi = [(-\ln b) / 2]^{1/2}$, b – допустимый уровень уменьшения интенсивности интерференционного поля на поверхности образца по сравнению с максимальным значением в центре.

Определим $\Delta H = 2\delta_z$ как толщину элементарного слоя, равного расстоянию между двумя нулями аппаратной функции $J(z)$. Тогда для максимального количества слоев получим $M = H / \Delta H = \xi B / 2$. Здесь $B = t_a f_{0 \max}$ – характеристика АОД, известная как количество разрешаемых точек по критерию Рэля (база сигнала управления), t_a – апертурное время АОД.

Проведенный выше анализ позволяет сформулировать оптимальные условия записи и послыного детектирования при заданных параметрах АОД, лазера и микрообъектива. Так, если $f_{0 \max} = 45$ МГц, $t_a = 10$ мкс, $V = 0,72$ км/с, $\lambda = 0,65$ мкм, $N_a = 0,65$, то получим коэффициент уменьшения оптической системы $Q = 2N_a V / \lambda f_{0 \max} = 32$, оптимальный период тестовой решетки $d_{\text{opt}} = \lambda / N_a = 1$ мкм, минимальную толщину детектируемого слоя $\Delta H_{\min} = 2n\lambda / N_a^2 = 4,6$ мкм при $n = 1,5$, максимальное количество слоев $M_{\max} = \xi B / 2 = 95$ при $b = 0,7$, а максимальная толщина среды будет составлять $H_{\max} = \Delta H_{\min} M_{\max} = 437$ мкм.

Параметр W определяет режим дифракции [11]: $W = \lambda \Delta H_{\min} / nd_{\text{opt}}^2 = 2$. Это означает, что слой минимальной толщины ΔH_{\min} обеспечивает дифракцию Брэгга, поскольку такой режим наблюдается уже при $W > 1,5$. В этом случае на выходе слоя существует только два пучка света (нулевой и дифрагированный).

Для найденных значений оптимальных параметров численным методом можно определить погрешность приближенного равенства (3). Даже если f_0 при сканировании будет поддерживаться неизменным, то тем не менее точ-

ное значение R_X из (1) отклоняется на границах диапазона сканирования на величину $\Delta R_X = (-1,9 \dots +1,4) \cdot 10^{-3}$ рад/мкм. При этом фазовое рассогласование между записанной и сканирующей решетками определяется как $\Delta\theta = \Delta R_X D = \Delta R_X B d_{\text{opt}} = (-0,86 \dots +0,63)$ рад. Такое значение $\Delta\theta$ находится в пределах допустимого, поскольку согласно известному правилу Рэля хорошей считается оптическая система, которая искажает фазу волнового фронта не более чем на $\pi/2$ [12].

Сравнение выражений (2) и (4) для тех же значений оптимальных параметров показывает, что во всем диапазоне сканирования ошибка чувствительности $dR_Z/d\Delta f$ находится в пределах 5 %, а отклонение от линейности не превышает 1,5 %. Приведенные значения ошибок подтверждают, что для приближенной оценки характеристик метода могут быть использованы простые равенства (3) и (4).

Восстановление томограммы. Для этой цели можно воспользоваться алгоритмом фурье-синтеза [8]. На первом этапе найдем зависимость восстановленного сигнала от координаты z :

$$A(z) = c \int_{-\infty}^{+\infty} U(R_Z) \exp(jR_Z z) dR_Z, \quad (6)$$

где c – коэффициент пропорциональности, $U(R_Z)$ – зависимость сигнала на выходе фотоприемника от R_Z .

Из (4) получим зависимость $R_Z(t)$ при линейном изменении Δf во времени t со скоростью $\gamma = d\Delta f/dt$:

$$R_Z(t) = 2\pi Q^2 \lambda f_0 \gamma t / nV^2 = 2\pi m_Z t,$$

где $m_Z = Q^2 \lambda f_0 \gamma / nV^2$ – коэффициент пропорциональности между временем t и значением пространственной гармоники $R_Z/2\pi$.

Результатом сканирования является зависимость $U(t) = U(R_Z/2\pi m_Z)$. Если $A(\omega)$ – фурье-преобразование $U(t)$, то, исходя из теоремы подобия при сжатии–растяжении пространственно-частотных координат, получим $A(\omega) = c_1 A(2\pi m_Z z)$, где c_1 – коэффициент пропорциональности. Последнее равенство также определяет чувствительность метода – зависимость частоты f_Ω от координаты z :

$$f_\Omega = f_d - f_0 = m_Z \Delta z; \quad \Delta f_\Omega / \Delta z = m_Z = Q^2 \lambda f_0 \gamma / nV^2. \quad (7)$$

На втором этапе восстановления устраняют разрывы в распределении так называемой «несшитой фазы» $\varphi(z) = \arg A(z)$, представленной разрывной функцией на интервале $-\pi \dots +\pi$ рад. В результате «сшивки» будем иметь монотонную функцию $\varphi(z)$.

Третий этап заключается в устранении линейной составляющей зависимости $\varphi(z)$, связанной в основном с регистрацией сигнала $U(R_Z)$ на несущей с разностной частотой f_p . Для этого из распределения сшитой фазы вычитается линейная функция от переменной z , коэффициенты функции подбираются методом наименьших квадратов.

Полученная амплитудно-фазовая характеристика задает распределение дифракционной эффективности и фазовых искажений записанной структу-

ры по глубине на пространственной частоте $\nu = f_0 Q/V$, определяемой углом схождения пучков. Для получения семейства характеристик $A(z, \nu)$ и $\varphi(z, \nu)$ необходимо провести серию сканирований при различных значениях $f_0 = f_2 - f_1$, причем f_2 и f_1 должны изменяться симметрично относительно f_z .

Эксперимент. Значения чувствительности m_z и разрешающей способности δ_z определялись экспериментально. Вместо среды 12 в схему (см. рис. 1) была помещена тонкая дифракционная решетка с периодом штрихов $d = 2,3$ мкм. Решетка перемещалась вдоль оси Z «шагами» по 50 мкм на расстояние ± 300 мкм от плоскости XU . После каждого шага производилось сканирование и определялись частота максимума отклика и разрешающая способность по критерию Рэлея. Время одного сканирования 0,96 мс. Зависимость частоты f_Ω от перемещения z оказалась линейной, чувствительность $\Delta f_\Omega / \Delta z = m_z = 141,4$ Гц/мкм, разрешающая способность $\delta_z = 8,49$ мкм. По известным параметрам системы ($Q = 32, \lambda = 0,66$ мкм, $V = 0,72$ км/с) и режиму сканирования ($f_0 = 9,8$ МГц, $f_{0\max} = 2f_0, \gamma = 10,417$ кГц/мкс, $n = 1$) определялись расчетные значения $m_z = Q^2 \lambda f_0 \gamma / n V^2 = 133,1$ Гц/мкм и $\delta_z = n d^2 / \lambda = 8,02$ мкм. Относительные расхождения между расчетными и экспериментальными значениями составили $\Delta m_z = 5,9\%$ для m_z и $\Delta \delta_z = 5,5\%$ для δ_z . Уточненная оценка m_z по (2) дает величину $m_z = 135,8$ Гц/мкм и ошибку $\Delta m_z = 4,1\%$, которая обусловлена, вероятно, инструментальными погрешностями оптико-механических узлов системы.

Экспериментальная проверка возможностей метода проводилась на примере тестирования усадки фотополимерного материала (образцы созданы в Новосибирском институте органической химии им. Н. Н. Ворожцова СО РАН). Толщина светочувствительного слоя составляла 130 мкм. Слой нанесен на стеклянную подложку толщиной 1,2 мм и покрыт защитной пленкой из ацетата толщиной 120 мкм.

Размеры тестовой решетки: $x = 260$ мкм, $y = 68$ мкм, $z = 130$ мкм. Запись проводилась по симметричной схеме, когда углы схождения опорного и предметного пучков одинаковы относительно оси Z , поэтому у вектора решетки отсутствовала Z -составляющая. Пространственный период решетки $d = 2,3$ мкм. Экспонирование среды выполнялось импульсами света, имеющими длительность 5 нс и частоту повторения 9,8 МГц. Суммарная мощность обоих пучков на поверхности среды 0,12 мВт, время экспонирования 20 с. Разрешающая способность метода по глубине материала составила $\delta_z = n d^2 / \lambda = 12$ мкм. Детектирование проводилось при различных расстройках $\Delta \nu / \nu_0$ пространственных частот ν_0 и ν_c записанной и считывающей решеток соответственно: $\Delta \nu / \nu_0 = (\nu_c - \nu_0) / \nu_0$. Скорость и время одного сканирования 8,33 кГц/мкс и 0,96 мс. Контраст сигнала с выхода фотоприемника при $\nu_c = \nu_0$ равен 0,7, дифракционная эффективность 14,3 %.

Сигнал $U(t)$, полученный в результате сканирования при $\nu_c = \nu_0$, показан на рис. 3. Расчетное значение $m_z = \Delta R_z / 2\pi \Delta t$ составило 70,1 Гц/мкм. Разностная частота установлена 50 кГц. Огибающая и фаза сигнала $U(t)$ приведены на рис. 4. Видно, что огибающая асимметрична относительно угла Брэгга. Это является признаком амплитудно-фазовой записи [13].

Графики послойного распределения амплитуды и фазы дифрагированного света приведены на рис. 5, *a, b*: кривые 1 – $\nu_c = \nu_0$ (частоты записанной и считывающей решеток совпадают), кривые 2 и 3 – $\nu_c = 1,004\nu_0$ и $\nu_c = 0,996\nu_0$ (расстройка $\Delta \nu / \nu_0 = \pm 0,41\%$), кривые 4 и 5 – результаты расстройки на $\pm 0,82\%$, кривые 6 и 7 – расстройка на $\pm 1,43\%$.

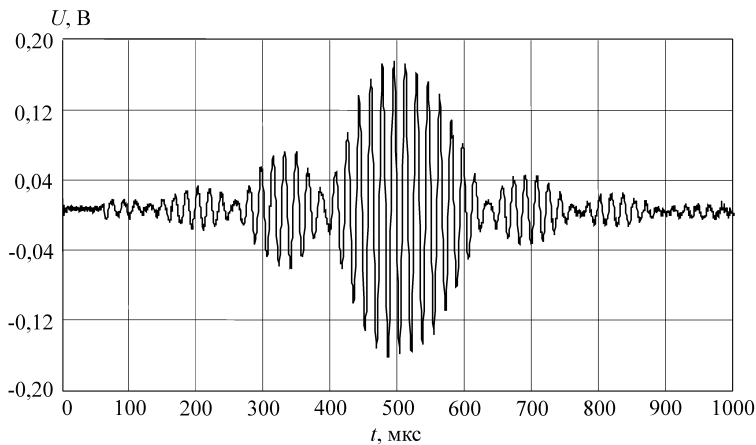


Рис. 3. Зависимость напряжения U на выходе гетеродинного фотоприемника от времени t

Видно, что для гармоник со значительной амплитудой, т. е. гармоник, вносящих бóльшую часть мощности дифрагированного пучка, отклонения фазы $\Delta\varphi$ от линейной зависимости $\varphi(z)$ минимальны. На границах среды с подложкой и защитным слоем происходит скачок фазы.

Изменение амплитуды дифрагированного света в зависимости от расстройки по частоте $\Delta\nu/\nu_0$ показано на рис. 6. Каждая кривая построена по 13 значениям величины расстройки. Графики приведены для трех слоев по глубине материала: слой B расположен на расстоянии 25 мкм от защитного покрытия, C – в середине по толщине материала и D – на расстоянии 28 мкм от подложки. Положение этих слоев показано также на рис. 5, a . На рис. 6 видно, что наибольшее смещение максимума характеристики относительно значения $\Delta\nu/\nu_0 = 0$ происходит у слоя C , т. е. продольная усадка в середине больше,

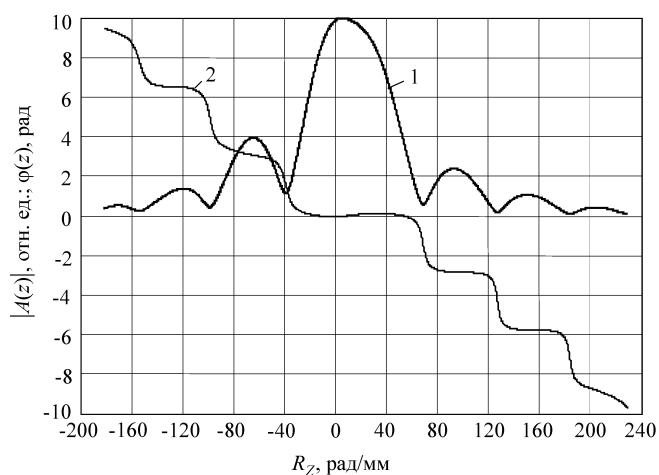


Рис. 4. Зависимости огибающей (кривая 1) и фазы (кривая 2) напряжения на выходе гетеродинного фотоприемника от значения пространственной частоты R_z по глубине z материала

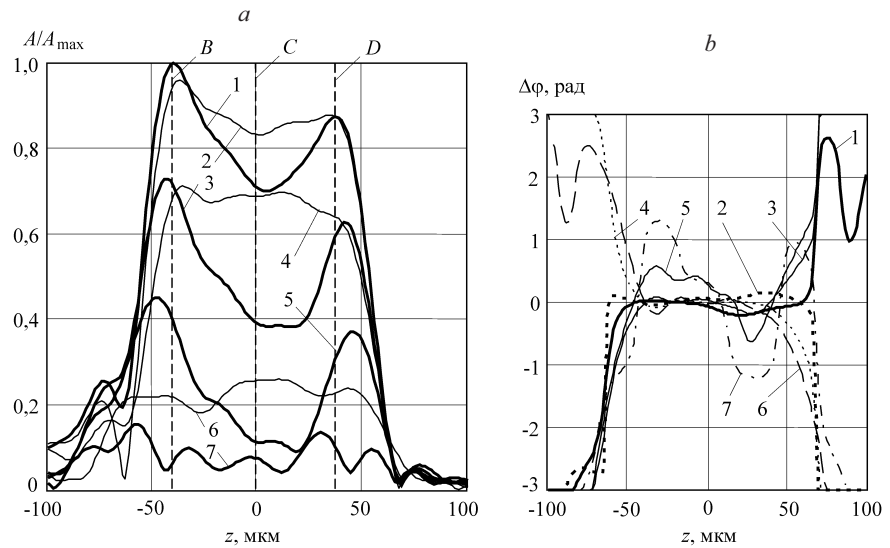


Рис. 5. Результаты эксперимента: зависимость амплитуды A (а) и фазы $\Delta\varphi$ (б) от положения слоя по глубине материала z при различной величине расстройки между частотами записанной и сканирующей решеток

чем вблизи поверхностей светочувствительной среды. Сказывается стабилизирующее свойство защитного слоя и подложки. Решетка оказывается как бы «приклеенной» к их поверхностям.

Усадка материала максимальна у внешней поверхности фотополимера и имеет минимальное значение вблизи подложки. Возможная причина – раз-

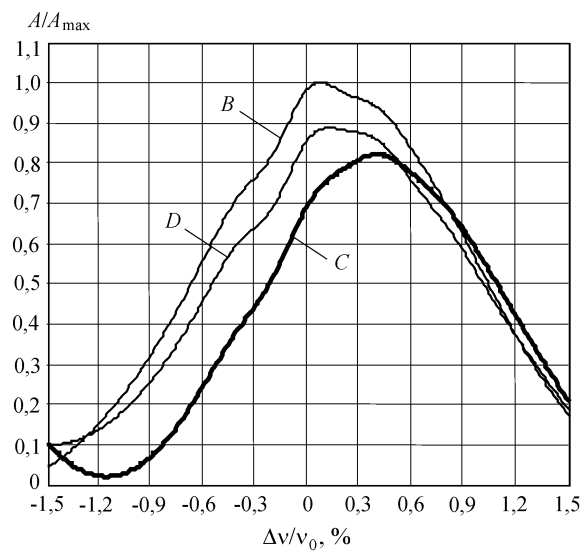


Рис. 6. Зависимость амплитуды дифрагированного света от величины расстройки между частотами записанной и сканирующей решеток при трех положениях слоя по глубине материала

личный по глубине материала уровень экспонирования, обусловленный поглощением света.

Заключение. Представленный в данной работе новый метод лазерной доплеровской томографии предназначен для исследования параметров объемных голографических регистрирующих сред. Метод основан на формировании в объеме среды сканирующей интерференционной решетки с переменной по глубине скоростью движения, вследствие чего каждому слою по толщине материала соответствует свой доплеровский сдвиг частоты света. Эта частота выделяется методом коллинеарного гетеродинного детектирования, и по результатам фурье-анализа определяется содержимое (амплитуда и фаза) записанной решетки в каждом слое.

Предложенная оптико-электронная система позволяет проводить как запись, так и последующий послойный анализ записанных тестовых структур. Экспериментально полученные значения чувствительности и разрешающей способности метода по глубине материала соответствуют теоретическим оценкам.

При заданных параметрах лазера, акустооптического дефлектора и выходного микрообъектива существует оптимальный режим тестирования, при котором обеспечивается наилучшая разрешающая способность по глубине. Так, если длина волны света $\lambda = 0,65$ мкм, числовая апертура микрообъектива $N_a = 0,65$, база сигнала управления АОД $B = 450$, коэффициент преломления материала $n = 1,5$, то оптимальный период тестовой решетки $d_{opt} = 1$ мкм. При этом минимальная толщина детектируемого слоя $\Delta H_{min} = 4,6$ мкм, максимальное количество слоев $M_{max} = 95$ и предельная толщина материала $H_{max} = 437$ мкм.

Экспериментальное исследование показало, что продольная усадка фотополимерного регистрирующего материала толщиной 130 мкм вблизи поверхности светочувствительного слоя меньше, чем в его середине. Сказывается стабилизирующее свойство защитного слоя и подложки.

Авторы выражают благодарность А. Ю. Беликову за помощь в разработке программ обработки результатов экспериментов, Н. Н. Вьюхиной за создание электронных модулей и программное обеспечение экспериментальной системы, А. В. Трубецкому за разработку и изготовление акустооптического дефлектора и И. Ш. Штейнбергу за полезные советы и помощь при юстировке оптической схемы системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van Heerden P. J. Theory of optical information storage in solids // Appl. Opt. 1963. 2, N 4. P. 393.
2. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Оптика и спектроскопия. 1963. 15, № 4. С. 522.
3. Суханов В. И. Трехмерные глубокие голограммы и материалы для их записи // Оптический журнал. 1994. № 1. С. 61.
4. Campbell M., Sharp D. N., Harrison M. T. et al. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography // Nature. 2000. 404, N 2. P. 53.
5. Пен Е. Ф., Родионов М. Ю. Неоднородные и нестационарные брэгговские голограммы: модели и методы исследований // Автометрия. 2005. 41, № 2. С. 98.
6. Волноводная оптоэлектроника /Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. С. 18.

7. **Bader T. R.** Hologram gratings: amplitude and phase components // Appl. Opt. 1975. **14**, N 12. P. 2818.
8. **Левин Г. Г., Вишняков Г. Н.** Оптическая томография. М.: Радио и связь, 1989. С. 13.
9. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1970. С. 197.
10. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Параллельное гетеродинное считывание информации с трехмерных наложенных голограмм // Автометрия. 2007. **43**, № 3. С. 122.
11. **Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.** Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. С. 51.
12. **Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.** Оптическая голография. М.: Мир, 1973. С. 126.
13. **Алексеев-Попов А. В., Гевелюк С. А.** Определение вкладов амплитудной и фазовой модуляций в дифракционную эффективность объемных голограмм. Оптическая голография. Л.: Наука, 1983. С. 14.

Поступила в редакцию 14 августа 2008 г.
