

УДК 681.785.6 : 535.241.13 : 534

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОЛСТЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЁТОК МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ГЕТЕРОДИННОЙ ТОМОГРАФИИ

© П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин, И. Ш. Штейнберг

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

Представлена методика послойного исследования характеристик толстых амплитудно-фазовых решёток методом лазерной гетеродинной томографии. Получены оценки параметров толстой решётки, нелинейно записанной на аддитивно окрашенном кристалле фторида кальция ($\text{CaF}_2 : \text{Na}$). Основные теоретические положения лазерной гетеродинной томографии подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: лазерная гетеродинная томография, амплитудно-фазовая дифракционная решётка, коллинеарный гетеродинный фотодетектор, акустооптическое сканирование решётки, дифракционная эффективность, амплитудная и фазовая составляющие решётки.

DOI: 10.15372/AUT20190104

Введение. Изучение светочувствительных сред, предназначенных для записи объёмных (толстых) голограмм, проводится в настоящее время по типовой схеме: формирование тестового светового поля (воздействия) — получение материального отклика среды на это воздействие — исследование отклонений такого отклика от тестового — установление связи между наблюдаемыми отклонениями и механизмами фотоиндуцированного превращения вещества. Поскольку тестовое световое поле в этих случаях является трёхмерным и формируется в пространстве путём интерференции двух пересекающихся плоских световых волн, то материальными откликами среды, помещённой в такое поле, и объектами исследования являются толстые решётки пропускающего или отражающего типа. При этом обнаружение пространственных отклонений решёток от «световых» тестовых, удовлетворяющих условию Брэгга, проводится чаще всего при сравнении (или подгонке) их угловых или, иначе говоря, селективных, дифракционных и пропускающих характеристик. Соответствующая данному подходу методика исследований развита в [1, 2] и других работах на основе теории толстых голографических решёток Когельника [3].

Пример исследований, выполняемых по указанной методике, находим, в частности, в [4–6]. Здесь в качестве изучаемой среды выступают аддитивно окрашенные кристаллы фторида кальция, легированные натрием ($\text{CaF}_2 : \text{Na}$), а в качестве объектов исследования — толстые пропускающие решётки, записанные на коллоидных центрах таких кристаллов. Путём сравнения и подгонки угловых дифракционных характеристик записанной и тестовой решёток [2] установлено, что толстые коллоидные решётки имеют нелинейный пространственный профиль записи и амплитудно-фазовый характер. Найдены значения амплитуд и периодов трёх первых гармоник нелинейных решёток и значения их дифракционных эффективностей с отдельными вкладками амплитудной и фазовой составляющих. Это позволило сделать важный вывод, что фотоиндуцированный механизм образования в кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{Na}$ коллоидных центров является нелинейным и что в процессе формирования толстых решёток происходит модуляция средних значений коэффициента

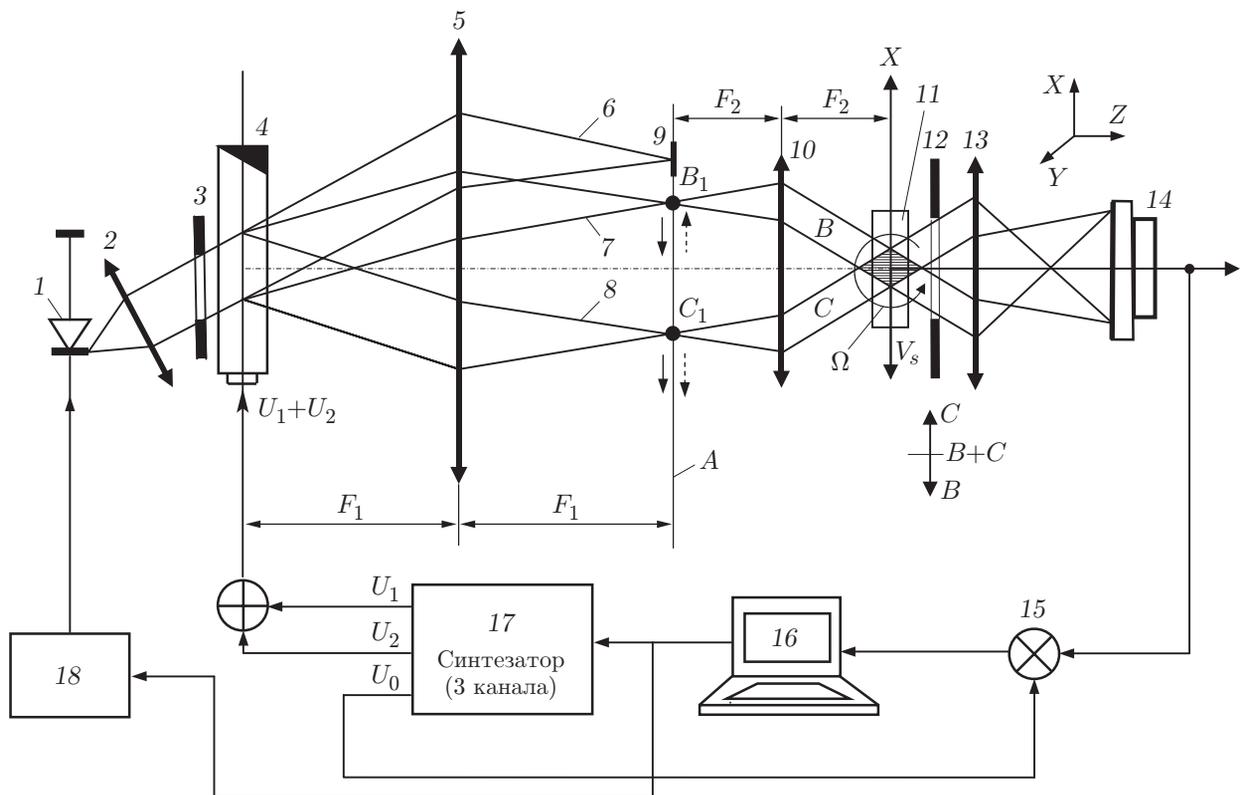


Рис. 1. Оптико-электронная схема экспериментальной установки

поглощения и показателя преломления кристаллов. Однако на этом возможности рассматриваемой методики заканчиваются, позволяя восстанавливать с высокой достоверностью общие свойства и характеристики голографических сред на толщинах до нескольких мм. Она не обладает возможностями изучения внутренних локальных амплитудных и фазовых неоднородностей в таких средах и в том числе распределения неоднородностей по толщине.

В данной работе предлагается новая методика исследований, основанная на применении лазерной гетеродинной томографии [7–9], которая в отличие от известных [1–6] позволяет провести исследование не только общих (интегральных по толщине), но и послойных свойств толстых решёток и тем самым получить информацию о пространственном распределении амплитудных и фазовых неоднородностей внутри изучаемой голографической среды.

Цель представленной работы — показать на примере тестирования нелинейно записанной толстой дифракционной решётки основные принципы метода и параметры лазерной гетеродинной томографии (послойного по глубине материала анализа внутренней структуры решётки).

Решётка изготовлена в Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий, механики и оптики на кристалле фторида кальция, толщина которого составляет 2,4 мм, размеры 11×10 мм, область поверхности решётки 5×3 мм.

Схема экспериментальной установки. Исследование решётки проводилось с помощью оптико-электронной системы, схема которой показана на рис. 1. По существу устройство представляет хорошо известную дифференциальную схему лазерной доплеровской анемометрии [10]. Основное отличие содержится в способе управления зондирующим световым полем. Здесь пучок света полупроводникового лазера 1 формируется на

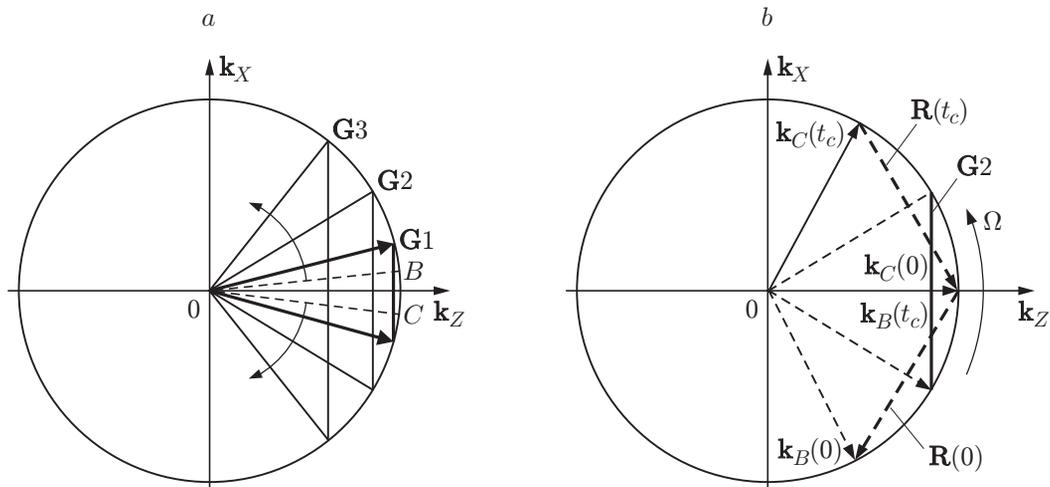


Рис. 2. Векторные диаграммы: *a* — нелинейной записи решётки $G1$ и считывания k_x -составляющих проекций волновых векторов гармоник $G1$, $G2$ и $G3$; *b* — считывания k_z -составляющей волнового вектора 2-й гармоники $G2$

оптическом входе акустооптического дефлектора (АОД) 4 с помощью коллиматора 2 и диафрагмы 3 (размер $Lx \times Ly = 6,5 \times 3$ мм). Длина волны излучения лазера $\lambda = 0,65$ мкм. На электрический вход АОД от цифрового синтезатора частот 17 подаются два линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) управляющих напряжения $U1$ и $U2$. Вследствие этого в АОД формируются две бегущие ультразвуковые волны и соответствующие им дифрагированные световые пучки 7 и 8 –1-го порядка дифракции (стоксовы компоненты). Непродифрагировавшая часть пучка 6 блокируется экраном 9, а пучки 7 и 8 с помощью конфокальной оптической системы 5, 10 совмещаются в объёме исследуемой решётки 11. Возникающее при этом движущееся трёхмерное интерференционное световое поле образует так называемый измерительный объём [10] (на рис. 1 заштрихован). Сигналы на выходах двухканального фазочувствительного гетеродинного детектора 12–15 несут полную информацию об амплитуде и фазе каждой из пространственных гармоник исследуемой решётки. Раздельное детектирование пучков B и C проводится путём перемещения экрана 12. Компьютер 16 предназначен для обработки сигналов гетеродинного детектора, управления синтезатором 17 и источником питания лазера 18.

Восстановление общих (интегральных по глубине) характеристик решётки. Векторная диаграмма на рис. 2, *a* поясняет принцип записи и гетеродинного считывания толстой ненаклонной решётки. Жирными линиями показаны два пучка, в результате интерференции которых в объёме среды записывается решётка $G1$ основной частоты. Из-за нелинейных свойств среды регистрируются также гармоники $G2$ и $G3$ 2-го и 3-го порядков.

В процессе исследования записанная решётка сканируется движущейся световой решёткой, которая формируется путём интерференции пучков B и C (на рис. 2, *a* пунктирные линии) с различной частотой света. Угол отклонения каждого из этих пучков нарастает симметрично относительно оптической оси Z , а в фокальной плоскости A сфокусированные пучки B_1 и C_1 движутся так, как показано на рис. 1 пунктирными стрелками. При этом волновой вектор сканирующей решётки направлен по оси X , поэтому считывается только X -составляющая вектора записанной периодической структуры.

Определённые таким образом значения периодов пространственных решёток (гармоник) оказались: у первой гармоники $d1 = 4,55$ мкм, второй — $d2 = 2,27$ мкм и третьей — $d3 = 1,51$ мкм. Поскольку векторы решёток $G1$ — $G3$ параллельны и их простран-

ственные частоты с точностью до погрешностей эксперимента соотносятся как $1 : 2 : 3$, можно утверждать, что они являются гармониками одной и той же нелинейно записанной решётки.

Максимальное значение интегральной по толщине дифракционной эффективности $\eta_1 - \eta_3$ каждой из решёток **G1** — **G3** определялось как отношение максимальной мощности дифрагированного пучка к мощности света, падающего на решётку. В результате оказалось, что $\eta_1 = 0,06$, $\eta_2 = 0,026$ и $\eta_3 = 0,014$. Пропускание по интенсивности составило $0,3$, а значение коэффициента поглощения материала при толщине решётки $H = 2400$ мкм — $\alpha_{\pm} = 2,51 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм.

Послойный анализ решётки. Томографическое восстановление параметров решётки проводилось для каждой гармоники отдельно. В таком режиме скорость и диапазон изменения частот f_1 и f_2 у напряжений U_1 и U_2 были одинаковыми и разность частот $f_0 = f_2 - f_1$ в процессе сканирования оставалась постоянной. При этом в фокальной плоскости A пучки B_1 и C_1 перемещались так, как показано на рис. 1 сплошными стрелками. Положения волновых векторов в начале ($t = 0$) и конце процесса сканирования ($t = t_c$) на рис. 2, b обозначены как $\mathbf{k}_B(0)$, $\mathbf{k}_C(0)$ и $\mathbf{k}_B(t_c)$, $\mathbf{k}_C(t_c)$. Световые пучки с волновыми векторами \mathbf{k}_B и \mathbf{k}_C в зоне пересечения образуют считывающую интерференционную решётку, волновой вектор которой равен \mathbf{R} . При сканировании этот вектор поворачивается с постоянной угловой скоростью и переходит из положения $\mathbf{R}(0)$ в положение $\mathbf{R}(t_c)$. Положение, когда \mathbf{R} совпадает с вектором решётки **G2**, соответствует нулевой расстройке по углу Брэгга.

Физический принцип гетеродинной томографии прост: во-первых, из-за селективных свойств коллинеарного гетеродинного детектирования каждая плоская волна рассеянного решёткой света взаимодействует только с той фурье-компонентой измерительного объёма, которая совпадает с ней направлением распространения; во-вторых, каждая пространственная гармоника (плоская волна) такого интерференционного поля «помечена» своим доплеровским сдвигом частоты света f_D , поэтому временной спектр выходного тока фотодетектора несёт полную информацию о пространственном спектре детектируемого рассеянного света.

Результатом сканирования является зависимость выходного тока гетеродинного фотодетектора от времени ($I_{\Phi}(t)$). На рис. 3, a показана нормированная огибающая функции $I_{\Phi}(t)$, полученной экспериментальным путём, а на рис. 3, b (кривая 1) — зависимость амплитуды дифрагированного света от глубины z расположения слоя по толщине решётки.

Значение амплитуды $A(z)$ находилось из равенства Парсевала: суммарная энергия гармонических составляющих $A(z)$ должна быть равна энергии фототока $I_{\Phi}(t)$. Определённая таким образом дифракционная эффективность слоя (толщиной ≈ 90 мкм) 1-й гармоники решётки при $z = 0$ составила $3 \cdot 10^{-4}$.

Отметим особенность послойного анализа, связанную с уменьшением уровня сигнала от внешних слоёв решётки. Это следует из графика 1, показанного на рис. 3, b . Причиной является зависимость распределения интенсивности света в апертуре измерительного объёма от положения слоя на оси Z (см. рис. 1).

Однако этот недостаток можно устранить путём перемещения тестируемой решётки вдоль оси Z и измерения сигнала от поверхностного слоя решётки. Результат такой коррекции вида функции $A(z)$ показан на графике 2 рис. 3, b . Из этого рисунка также следует, что глубина записи 1-й гармоники, определённой по уровню $0,5$ максимальной амплитуды, составляет $H1 = 2470$ мкм. Из подобного графика для 2-й гармоники следует, что $H2 = 2460$ мкм. Поскольку толщина кристалла $H = 2400$ мкм, то из полученных данных можно сделать вывод, что нелинейная решётка записана по всей толщине кристалла.

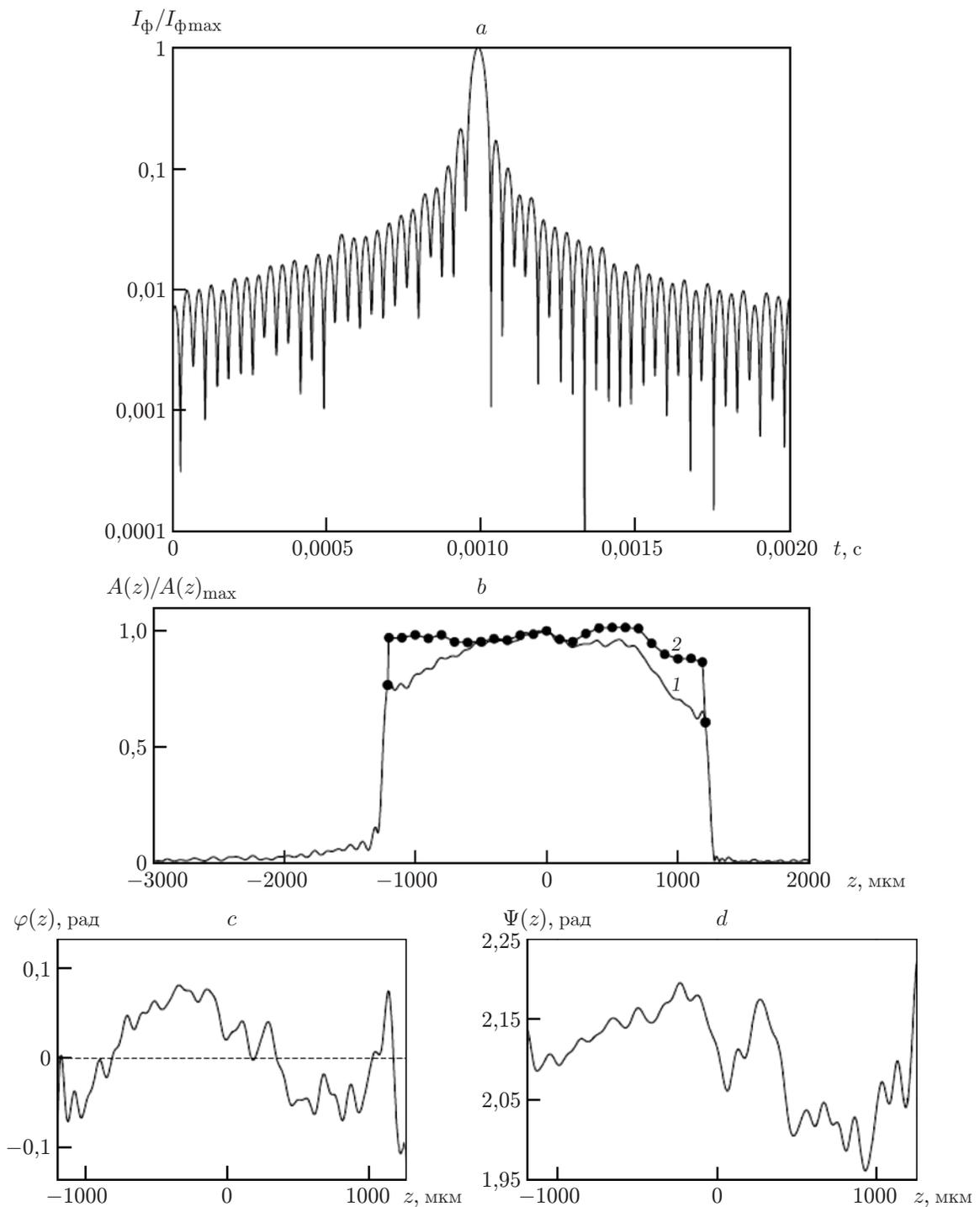


Рис. 3. Зона малых амплитудно-фазовых искажений структуры решётки по глубине z : a — зависимость от времени t огибающей переменной составляющей фототока I_{ϕ} ; b — нормированное значение амплитуды дифрагированного света при различной глубине z расположения слоя; c — искажения начальных фаз Z -составляющих пространственных гармоник структуры решётки; d — изменение разности фаз фототоков двухканального гетеродина детектора в зависимости от Z -координаты слоя

Уровень фазовых искажений $\varphi(z)$ определялся в два этапа. На первом этапе устранялись разрывы в распределении так называемой «несшитой фазы» $\varphi_0(z) = \arg A(z)$, представленной разрывной функцией на интервале $-\pi \dots +\pi$ радиан. Интервал δ по глубине решётки между соседними разрывами фазы $\varphi_0(z)$ равен толщине слоя и разрешающей способности метода по двойному критерию Рэлея.

На втором этапе из распределения «сшитой фазы» $\varphi(z)$ вычиталась линейная составляющая (функция регрессии), рассчитанная по методу наименьших квадратов. Полученная зависимость $\Delta\varphi(z)$ показана на рис. 3, с. По результатам серии экспериментов сделан вывод о том, что отклонение фазы от линейной зависимости не превышает $\Delta\varphi(z)1 = \pm 0,15$ радиана. Столь низкое значение $\Delta\varphi(z)$ характеризует высокое качество решётки, при котором сигналы от отдельных её слоёв складываются практически синфазно. При этом амплитуда суммарного сигнала на рис. 3, а приобретает максимальное пиковое значение. Отклонение фазы от линейной зависимости у второй гармоники составило $\pm 0,5$ радиана.

Определение амплитудной и фазовой компонент в слоях решётки проводилось по сдвигу фаз $\Psi(z)$ между сигналами каналов B и C гетеродинного фотодетектора [11]. На рис. 3, d видно, что функция $\Psi(z)$ изменяется в диапазоне от максимального значения 2,195 радиана при $z_1 = -232$ мкм до минимального 1,963 радиана при $z_2 = 936$ мкм. На рис. 4 представлена векторная диаграмма переменных составляющих фототоков $I_{B\sim}$ и $I_{C\sim}$, обусловленных амплитудной α_{\sim} и фазовой n_{\sim} компонентами решётки. Обозначим $\Psi = \Psi_C - \Psi_B$, $0 \leq \Psi \leq \pi$. На рисунке значения $\Psi = 0$ и $\Psi = \pi$ характеризуют чисто амплитудную и чисто фазовую решётки соответственно. В остальных случаях решётка имеет амплитудно-фазовую модуляцию: при $\pi/2 < \Psi < \pi$ с преобладанием дифракции на фазовой, а при $0 < \Psi < \pi/2$ — на амплитудной компонентах решётки.

Из рис. 3, d следует, что решётка по всей толщине имеет амплитудно-фазовую модуляцию с преобладанием дифракции на фазовой компоненте. Учитывая зависимость дифракционной эффективности слоёв от z (см. рис. 3, b), найдём $\eta(z_1) = 2,93 \cdot 10^{-4}$, $\eta(z_2) = 2,46 \cdot 10^{-4}$. И, наконец, путём компьютерного решения трансцендентной системы уравнений $\eta(n_{\sim}, \alpha_{\sim})$ и $\Psi(n_{\sim}, \alpha_{\sim})$ [4, 8] определим значения $n_{\sim}(z_1) = 3,6 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_{\sim}(z_1) = 1,8 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм, $n_{\sim}(z_2) = 3,06 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_{\sim}(z_2) = 1,98 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм при $\alpha_{\pm} = 2,6 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм в зоне измерения. Полученные оценки находятся в достаточно хорошем соответствии с их

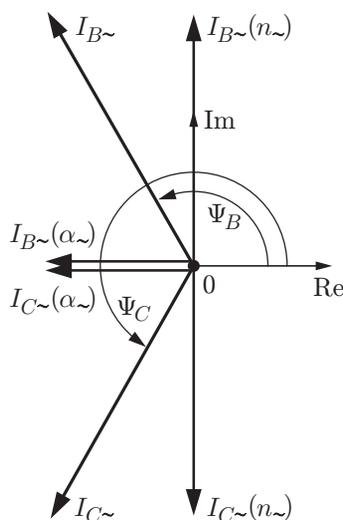


Рис. 4. Фазовая диаграмма составляющих фототоков $I_{B\sim}$ и $I_{C\sim}$, обусловленных амплитудной (α_{\sim}) и фазовой (n_{\sim}) компонентами амплитудно-фазовой решётки

интегральными по толщине значениями, полученными в работе [5] при исследовании толстой решётки на кристалле фторида кальция: $n_{\sim} = 2,6 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_{\sim} = 2,13 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм при $\alpha_{=} = 3,29 \cdot 10^{-4}$ 1/мкм.

Разрешающая способность. Под разрешающей способностью томографической методики будем понимать минимальную толщину слоя δ , на границах которого дифракционная эффективность сканируемой решётки падает до нуля. В [9] показано, что разрешающая способность полностью определяется значением пространственной частоты решётки d : $\delta = 2nd^2/\lambda$, где $n = 1,43$ — показатель преломления. Расчётные значения разрешающей способности для каждой из гармоник равны: $\delta 1 = 90$ мкм, $\delta 2 = 22,2$ мкм, $\delta 3 = 9,9$ мкм. Для сравнения приведём их значения, полученные экспериментально: $\delta 1 = 91$ мкм, $\delta 2 = 22,5$ мкм.

Расчётное количество слоёв, детектируемых по глубине материала, определяется как $M = H/\delta$, поэтому $M 1 = 27$, $M 2 = 108$, $M 3 \approx 242$. Экспериментально полученное количество слоёв, детектируемых по глубине материала, составило $m 1 = 26-27$, $m 2 = 104-106$.

Здесь важно пояснить, что при заданных значениях толщины светочувствительного слоя и параметров АОД существует оптимальное значение d , при котором достигается наилучшая разрешающая способность по глубине и максимальное количество детектиру-

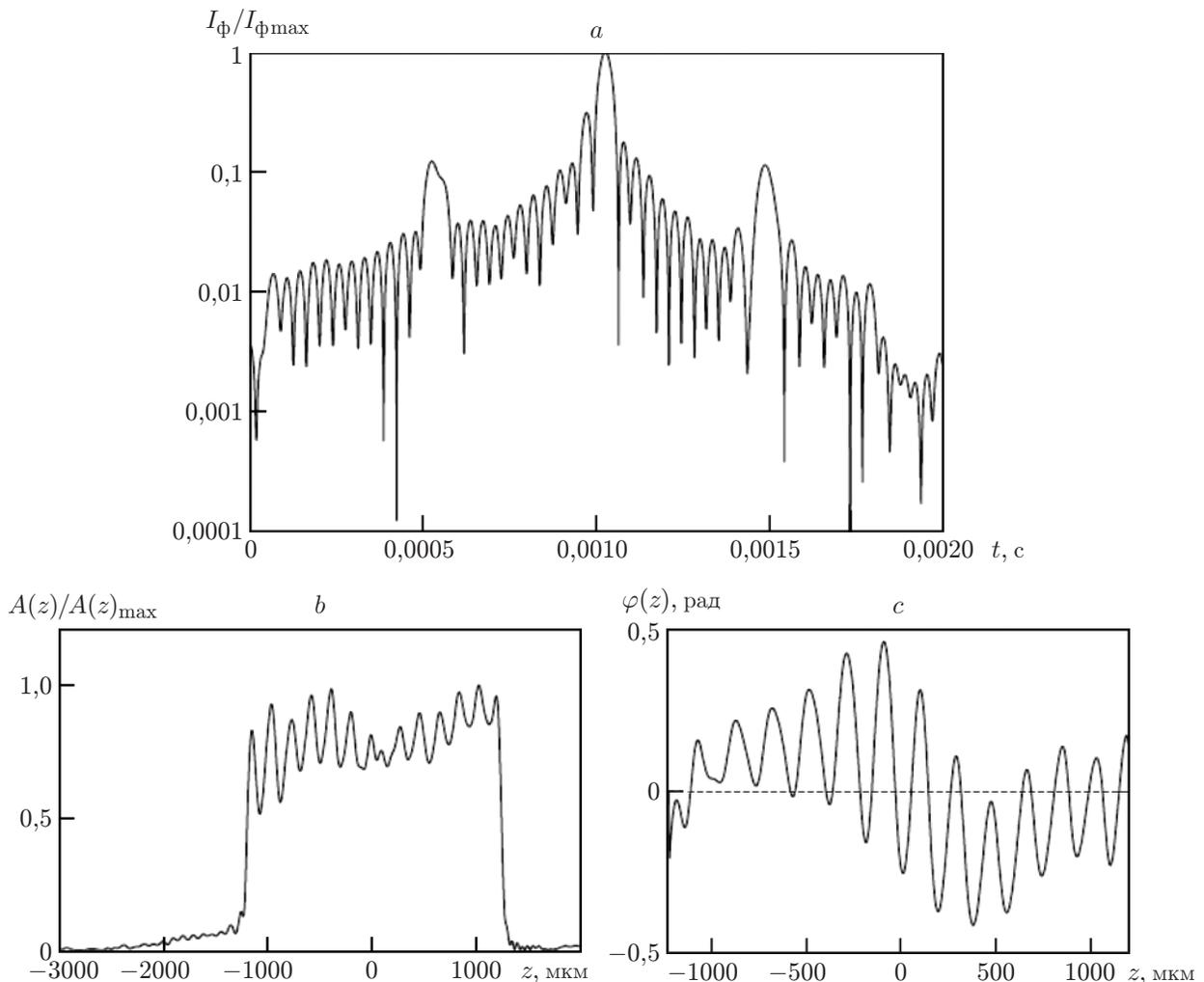


Рис. 5. Зона больших амплитудно-фазовых искажений структуры решётки по глубине z (значения графиков на рисунках a , b , c такие же, как на рис. 3)

емых слоёв $\max M$. Детальный анализ этого вопроса выходит за рамки данной работы. Отметим лишь, что у третьей гармоники $M_3 > \max M$, поэтому считывание гармоники даже при оптимальном выборе параметров томографа становится невозможным без механического перемещения тестируемой решётки по оси Z .

В ходе экспериментов была обнаружена сильная зависимость параметров исследуемой решётки от положения считывающих световых пучков в зоне её записи. Типичная картина больших амплитудных и фазовых искажений, возникающих при смещении измерительного объёма в плоскости XOY , показана на рис. 5.

Заключение. В данной работе экспериментально подтверждены теоретические оценки основных параметров метода лазерной гетеродинной томографии: разрешающей способности по глубине и её зависимости от параметров томографа, количества детектируемых слоёв, послойной зависимости уровня амплитудно-фазовых искажений, изменения амплитудно-фазового характера решётки в зависимости от глубины расположения слоя. Причём сравнение теоретических оценок с результатами экспериментов показало, что их различие не превосходит 10 %.

Обнаружено, что параметры записанной решётки существенно неоднородны по поверхности и глубине материала. В то же время имеются зоны с очень малым уровнем фазовых искажений по всей толщине решётки (не более $\pm 0,15$ рад).

Авторы выражают благодарность сотрудникам Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики А. И. Рыскину, А. В. Вениаминову и А. Е. Ангерваксу за предоставленный экспериментальный образец кристалла толщиной 2,4 мм с записанной толстой дифракционной решёткой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алексеев-Попов А. В., Гевелюк С. А.** Определение вкладов амплитудной и фазовой модуляций в дифракционную эффективность объемных голограмм. Оптическая голография. Л.: Наука, 1983. С. 14–24.
2. **Carreto L., Madrigal R. F., Fimia A. et al.** Study of angular responses of mixed amplitude – phase holographic gratings: Shifted Borrmann effect // Opt. Lett. 2001. **26**, N 11. P. 786–788.
3. **Kogelnik H.** Coupled wave theory of thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. Journ. 1969. **48**, N 9. P. 2909–2947.
4. **Щеулин 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.
5. **Veniaminov A. V., Shcheulin A. S., Angervaks A. E., Ryskin A. I.** Profile of a volume hologram in CaF_2 crystal with color centers as determined using confocal scanning microscopy // Journ. Opt. Soc. Am. B. 2012. **29**, N 3. P. 335–339.
6. **Щеулин А. С., Ангервакс А. Е., Вениаминов А. В. и др.** Преобразование центров окраски при записи голограммы в аддитивно окрашенном кристалле CaF_2 // Оптика и спектроскопия. 2014. **116**, № 3. С. 408–412.
7. **Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А.** Метод лазерной доплеровской томографии для исследования объемных регистрирующих сред // Автометрия. 2008. **44**, № 6. С. 76–88.
8. **Пат. 2377539 РФ.** Способ оптической томографии светочувствительных материалов /Ю. А. Щепеткин. Опубл. 27.12.2009, Бюл. № 36.

9. **Трехмерная** лазерная модификация объемных светочувствительных материалов /Под ред. П. Е. Твердохлеба. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012. 353 с.
10. **Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 304 с.
11. **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.

Поступила в редакцию 21.09.2018

После доработки 09.11.2018

Принята к публикации 26.11.2018
