

09

О возможности исследования доли неоднородностей оптических нелинейных сред с помощью осевой цифровой голографии с временным разрешением

© А.В. Белашов,¹ Ч.-Ж. Чжень,² Н.В. Петров³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Тайваньский государственный педагогический университет,
Тайбэй, Тайвань

³ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: n.petrov@niuitmo.ru

Поступило в Редакцию 9 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 13 декабря 2020 г.

Принято к публикации 14 декабря 2020 г.

Рассмотрен подход к определению доли неоднородностей оптических нелинейных свойств прозрачной среды, характеризуемых пространственной вариацией нелинейного коэффициента показателя преломления n_2 . Регистрация данных произведена методом осевой цифровой голографии с фемтосекундным временным разрешением, в ходе которой, по мере изменения временной задержки между импульсами накачки и пробным, в зоне дифракции Френеля записана серия осевых цифровых голограмм пробного излучения. Цифровые голограммы содержат в себе дифракционные паттерны, обладающие информацией о наведенной вырожденной неколлинеарной фазовой модуляции, формирующейся в присутствии неоднородностей оптических нелинейных свойств. Разработанный алгоритм базируется на анализе интенсивности нулевой пространственной частоты фурье-спектра этих паттернов. Предложенный метод апробирован в численном моделировании.

Ключевые слова: осевая голография, нелинейный показатель преломления, дифракция, обработка изображений.

DOI: 10.21883/JTF.2021.05.50699.340-20

Введение

Задаче исследования оптических нелинейных свойств различных объектов и материалов, как и разработке высокоточных методик для проведения таких исследований в настоящее время уделяется много внимания. Актуальность этой научной задачи связана с проводимыми широкомасштабными научными исследованиями по созданию перспективных оптических материалов с наперед заданными свойствами и разработке оптоэлектронных устройств, работающих на этом принципе. Большая роль в этих исследованиях отводится фоторефрактивному эффекту [1]. Ключевым материальным параметром, ответственным за нелинейный фоторефрактивный отклик, является нелинейный коэффициент показателя преломления n_2 . Так, в нескольких недавних работах было показано, что нелинейный показатель преломления квантовых точек их агрегатов и нанопленок может существенно (на 5–6 порядков) превышать нелинейный коэффициент показателя преломления традиционных однородных оптических сред [2,3]. Такие наноструктурированные объекты представляют значительный интерес, в связи с чем весьма актуальной оказывается задача оценки их доли при их внедрении внутрь или нанесении

на поверхности традиционных оптически прозрачных материалов.

Среди возможных техник измерения оптических нелинейных фоторефрактивных свойств можно выделить методы интерферометрии и цифровой голографии [4–10]. Ранее для решения задач измерения распределений нелинейного показателя преломления в образце было предложено использовать измерение локального нелинейного показателя преломления с поточечным сканированием образца [11,12]. Однако несмотря на успешность подобного подхода, он требует значительных временных затрат, особенно при сканировании больших образцов, и предполагает фокусировку лазерного излучения, приводящую к высоким плотностям мощности.

Другим перспективным подходом для измерения нелинейного коэффициента показателя преломления и времени релаксации нелинейного отклика среды является метод осевой цифровой голографии с временным разрешением [7,10], который позволяет детектировать наведенную высокоинтенсивным пучком накачки неколлинеарную вырожденную фазовую модуляцию (НВФМ) с высокой точностью. Указанный метод был опробован в исследовании стекол БК7 и натриево-известкового стекла, но может быть применен и для исследования других аморфных оптических сред с нерезонансным типом

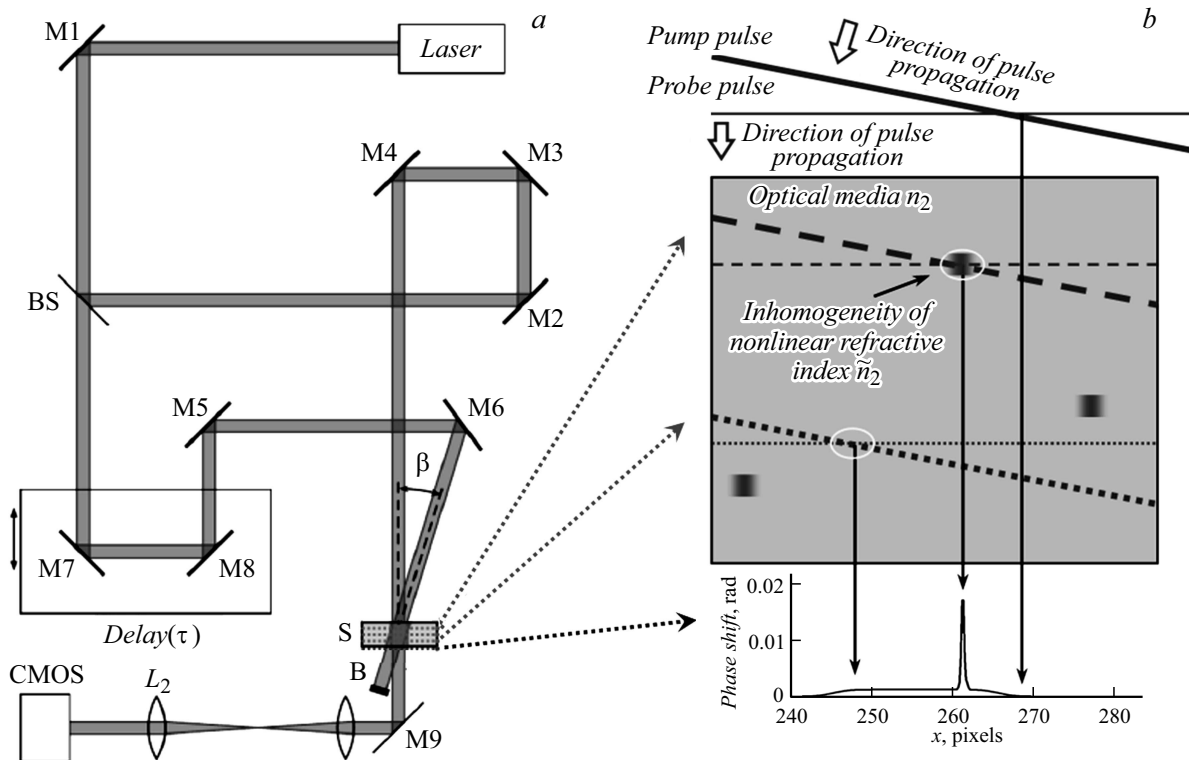


Рис. 1. Схема экспериментальной установки осевой цифровой голографии с временным разрешением (а), схема НВФМ импульсов накачки и пробного в образце (b). При проведении экспериментов на представленной экспериментальной установке исследовались образцы стекол BK7 и натриево-известкового стекла.

оптической нелинейности, в том числе с локальными оптическими неоднородностями. Его преимуществами являются: (i) использование коллимированного пучка накачки, что обеспечивает большую стабильность при проведении измерений [13], (ii) более высокая чувствительность, необходимая для работы с более слабыми нелинейными сигналами, образующимися под действием такого пучка, и как следствие — (iii) более мягкое оптическое воздействие на исследуемый образец. Ранее в работе [7] была показана возможность измерения нелинейного коэффициента показателя преломления, усредненного по облучаемому в поле зрения объему исследуемого образца.

Настоящая работа посвящена дальнейшему раскрытию возможностей осевой цифровой голографии с разрешением во времени для статистического измерения доли локальных неоднородностей оптических нелинейных свойств исследуемого объекта. Для решения обозначенной задачи был разработан алгоритм, который базируется на анализе интенсивности нулевой пространственной частоты фурье-спектра $f_y = 0$, перпендикулярной дифракционному паттерну, формирующемуся в результате НВФМ. Основным достоинством предлагаемого алгоритма является возможность быстрой оценки доли неоднородностей нелинейного коэффициента показателя преломления без необходимости времязатратного раст-

рового сканирования образца и последующего подсчета и сегментации отдельных неоднородностей.

Настоящая работа построена следующим образом: в разд. 2 обсуждается схема регистрации и моделирования осевых цифровых голограмм. В разд. 3 представлена математическая модель, используемая для описания неколлинеарной вырожденной фазовой модуляции, на основе которой синтезируются осевые цифровые голограммы. В разд. 4 представлен предложенный алгоритм для оценки концентрации оптических нелинейных неоднородностей образца, а в разд. 5 приводятся результаты численной апробации алгоритма. Завершает работу раздел Заключение.

1. Схема экспериментальной установки и описание процесса неколлинеарной вырожденной фазовой модуляции

Рассмотрим схему регистрации экспериментальных данных, используемых для исследования пространственных неоднородностей фоторефрактивных свойств, характеризуемых пространственной вариацией нелинейного коэффициента показателя преломления n_2 . На рис. 1, а показана схема используемой для этого экспериментальной установки. Излучение от $Ti : Sa$ высокоэнергетиче-

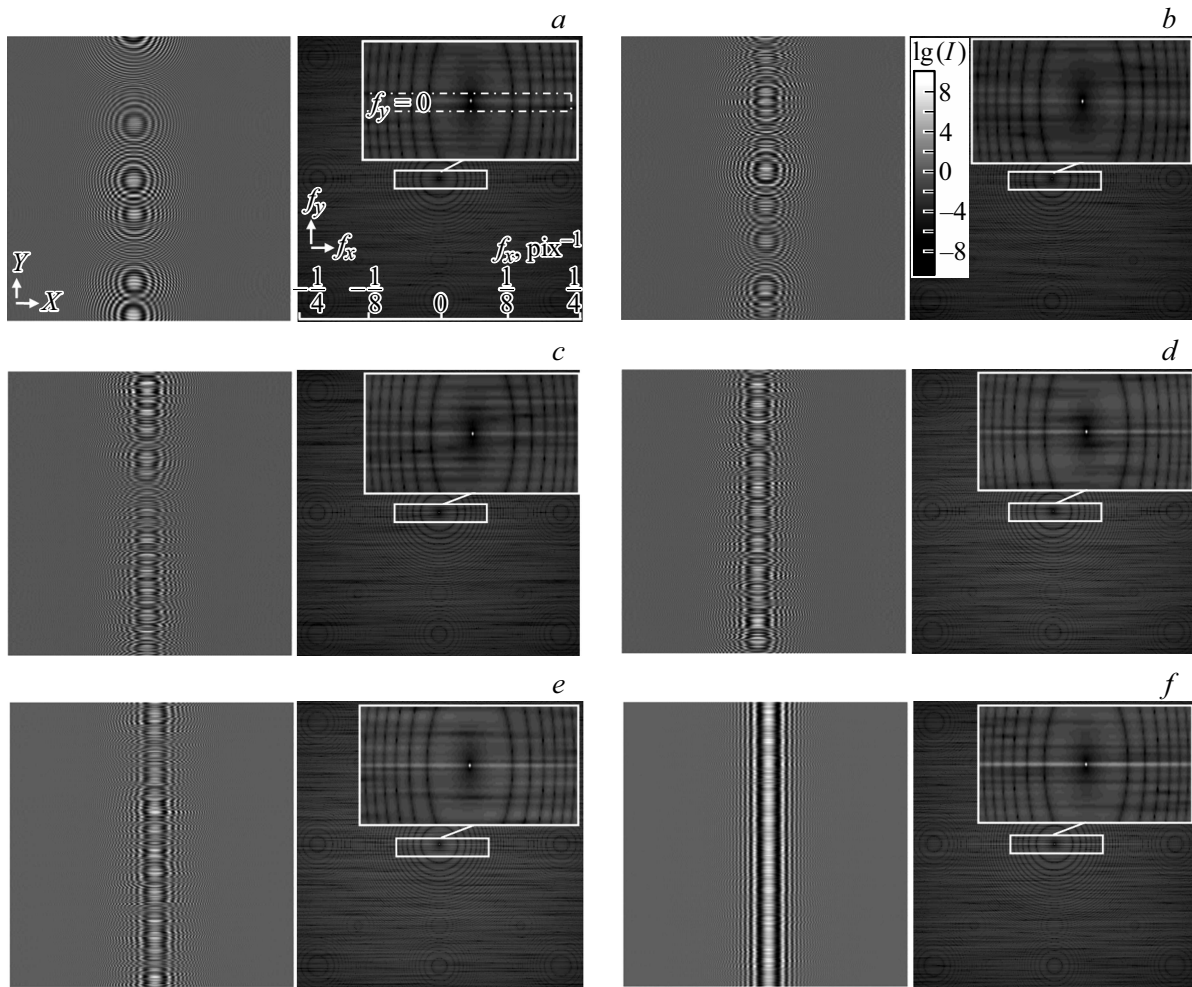


Рис. 2. Примеры дифракционных паттернов и их фурье-спектров для различной доли неоднородностей нелинейного показателя преломления: *a* — 0.003; *b* — 0.008; *c* — 0.015; *d* — 0.05; *e* — 0.1; *f* — 0.3. Интенсивность фурье-спектров дифракционных паттернов представлена в логарифмическом масштабе. Вставки иллюстрируют увеличенные фрагменты с $f_y = 0$.

ской лазерной системы с помощью светоделителя BS делится на два пучка, несущих высокоэнергетический импульс накачки (выводится на линию задержки с зеркалами M7 и M8 и пробный (проходит через зеркала M2–M4), считывающий индуцированные изменения в образце. С помощью линии оптической задержки, выравнивающей длину оптических путей с микрометрической точностью, обеспечивается одновременный проход обоих импульсов через образец. В соответствии со схемой взаимодействия, показанной на рис. 1, *b*, проходящий под углом β по отношению к нормали импульс накачки наводит кратковременное изменение показателя преломления, а зондирующий импульс считывает информацию об этом изменении, аккумулируя фазовый набег в области взаимодействия (НВФМ). Затем, миновав образец, по мере распространения в свободном пространстве, пробный волновой фронт испытывает дифракционное перераспределение энергии, которое проявляется в виде характерных дифракционных паттернов (см., например, рис. 2, *a*). Схема оборудована телескопической опти-

ческой системой для регистрации осевых цифровых голограмм в ближней зоне дифракции Френеля с коэффициентом увеличения M . Это позволяет получать дифракционные паттерны с высокими пространственными частотами.

Взаимодействие импульсов, и формирующаяся в результате НВФМ могут быть воспроизведены в численном моделировании с высокой точностью [7]. В процессе пересечения двух импульсов внутри исследуемого образца, обладающего пространственно-неоднородными оптическими нелинейными свойствами, формируемые в плоскости регистрации осевые цифровые голограммы будут содержать дифракционные паттерны, имеющие две составляющие: паттерн \hat{I}_{media} , обусловленный НВФМ в однородной среде (рис. 2, *g* в [7]), и структуры в виде концентрических колец \hat{I} , сформированные в результате дифракции зондирующего излучения на неоднородностях оптических нелинейных свойств (видны на рис. 2, *d* в [7]). Эти структуры соответствуют сферическим волнам, рассеянным на областях исследуемого об-

разца, которые можно охарактеризовать пространственными неоднородностями нелинейного коэффициента показателя преломления. При этом в случае достаточно малых размеров неоднородностей (сравнимых с дифракционным пределом оптической системы), соответствующий им паттерн, формирующийся в зондирующем пучке, будет иметь вид концентрических колец вне зависимости от формы неоднородностей, а степень проявления \tilde{I} на фоне \hat{I}_{media} будет зависеть от отношения величин нелинейных коэффициентов показателя преломления, соответствующих этим паттернам. Однако в случае, когда нелинейный коэффициент показателя преломления неоднородностей оказывается на несколько порядков больше этого коэффициента для однородной среды (см., например, [2,3]), первая составляющая дифракционного паттерна, обусловленная НВФМ в однородной среде, оказывается практически неразличимой. В настоящей работе рассматривается именно такой случай.

При этом изменение с помощью линейного моторизованного транслятора времени задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки на время Δt приводит к изменению области перекрытия двух импульсов в образце вдоль оси x и его сканированию. Если оптическая ось пучка накачки находится в горизонтальной плоскости вместе с осью пробного пучка, то дифракционный паттерн \hat{I}_{media} , обусловленный НВФМ в однородной среде, будет находиться строго перпендикулярно горизонтальной оси x .

Дальнейший протокол работы с экспериментальными данными подразумевает обработку полученных распределений интенсивности, основной целью которой является минимизация нулевого порядка дифракции для компенсации неравномерного распределения интенсивности зондирующего пучка и усиления слабого сигнала дифракционного паттерна.

Развитый в работе [7] метод измерения оптических нелинейных свойств, усредненных по большому объему исследуемой среды, основан на сравнении результатов эксперимента и численного моделирования, производимого на основе разработанной математической модели НВФМ. В настоящей работе эта модель была использована для исследования образцов с неоднородностями нелинейного показателя \tilde{n}_2 , величина которого превышает нелинейный показатель преломления однородной среды n_2 .

2. Математическая модель неколлинеарной вырожденной фазовой модуляции и формирования осевых цифровых голограмм

Предположим, что два фемтосекундных импульса — накачки и зондирующий — распространяются в среде с однородным показателем преломления $n = \text{const}$ и

неоднородным распределением нелинейного коэффициента показателя преломления $n_2(x, y, z) \neq \text{const}$. Этот нелинейный коэффициент показателя преломления может быть задан постоянным как по всему объему образца, так и в виде трехмерной матрицы, описывающей локальные неоднородности оптических нелинейных свойств объекта. В настоящей работе для простоты предполагается, что локальные неоднородности оптических нелинейных свойств с нелинейным показателем преломления \tilde{n}_2 однотипны, одинакового размера, имеют цилиндрическую форму и ориентированы вдоль направления распространения пробного волнового фронта. Такие неоднородности могут быть охарактеризованы с помощью радиуса \tilde{R} и толщины \tilde{d} следующим образом:

$$\begin{cases} n_2(x, y, z) = \tilde{n}_2, & \text{если } z_0 < z < \tilde{d} \\ & \text{и } (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 < \tilde{R}^2; \\ n_2(x, y, z) = n_2, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь x_0, y_0 и z_0 — локальные координаты, задающие положение каждой конкретной неоднородности.

Зондирующая волна падает на образец под углом 90° и распространяется в образце вместе с фемтосекундным импульсом накачки. Пучок накачки заводится на образец под углом $\beta \neq 90^\circ$ и импульс накачки распространяется в его толще под углом $\gamma = \arcsin\left(\frac{\sin\beta}{n}\right)$. В случае достаточно малой интенсивности зондирующего импульса можно пренебречь нелинейными эффектами, связанными с его распространением в среде. В то же время интенсивность импульса накачки I_{pump} должна быть достаточно велика для того, чтобы вследствие нелинейности керровского типа вызвать образование градиента показателя преломления $n_{var}(x, y, z)$. Так, например, при проведении экспериментов, опубликованных в [7], отношение интенсивностей зондирующего пучка и пучка накачки составляло ≈ 0.02 . Это позволяло избежать возникновения интерференционной решетки в образце и не учитывать ее влияние при обработке экспериментальных данных. Наведенный градиент Δn_{total} экспоненциально затухает с характерным временем τ_{n2} (рис. 1, б), которое может различаться для среды и неоднородностей оптических нелинейных свойств. Взаимодействие зондирующего импульса с данным градиентом приводит к формированию распределения фазового запаздывания $\Phi(x, y)$, которое впоследствии приводит к формированию дифракционной картины на расстоянии Δz , определяемом расположением плоскости регистрации.

Для описания НВФМ может быть использован пошаговый алгоритм, состоящий из шести шагов:

(i) Уменьшение наведенного градиента показателя преломления в процессе релаксации:

$$n_{var}^j(x, y, z) = n_{var}^{j-1}(x, y, z) \exp^{-\Delta t/\tau_{n2}}. \quad (2)$$

Здесь Δt — шаг по времени, характеризующий распространение импульсов внутри образца, а j — номер шага алгоритма.

(ii) Сдвиг пучка накачки:

$$I_{pump}^j(x, y, z) = I_{pump}^{j-1}\left(x + \frac{c}{n}\Delta t \sin(\gamma), y, z + \frac{c}{n}\Delta t \cos(\gamma)\right). \quad (3)$$

(iii) Поглощение пучка накачки средой с константой затухания α :

$$I_{pump}^j = I_{pump}^j \exp^{-\alpha/(\frac{c}{n}\Delta t)}. \quad (4)$$

(iv) Формирование градиента показателя преломления в результате оптической нелинейной рефракции, обусловленной распространением фемтосекундного импульса пучка накачки в среде:

$$n_{var}^j(x, y, z) = n_{var}^{j-1}(x, y, z) + I_{pump}^j(x, y, z)n_2(x, y, z). \quad (5)$$

(v) Сдвиг зондирующего импульса:

$$z_{probe}^j = z_{probe}^{j-1} + \frac{c}{n} \Delta t. \quad (6)$$

(vi) Изменение фазового распределения зондирующего пучка накачки:

$$\Phi^j(x, y) = \Phi^{j-1}(x, y) + \frac{2\pi \frac{c}{n} \Delta t n_{var}(x, y, z) \delta(x - x_{probe}, y, z - z_{probe})}{\lambda}. \quad (7)$$

Здесь дельта функция используется для идентификации положения зондирующего пучка.

Расчет производится до тех пор, пока координата z зондирующего импульса не достигнет координаты задней стенки образца, толщина которого равна d .

Несмотря на ненулевую длительность и широкий спектральный состав излучения в пробном пучке, в математической модели для описания зондирующего импульса используется дельта функция относительно пространственных координат и длины волны. Для учета широкого спектра вычисление картин дифракции необходимо проводить для каждой спектральной компоненты, и суммировать полученные распределения интенсивности. Это приводит к более быстрому затуханию модуляции в распределении интенсивности по краям. Однако ранее нами было установлено, что для случая используемого излучения со спектральной шириной в 30 nm учет спектральной ширины вносит несущественные изменения в распределения амплитуды зондирующего импульса [7]. Поэтому для уменьшения вычислительной сложности разработанного алгоритма в математической модели можно представлять зондирующий импульс в виде спектральной дельта-функции.

По окончании расчета в выходной плоскости образца, которую мы далее будем обозначать координатой $z = 0$, формируется итоговое интегральное распределение фазового набега $\Phi^d(x, y)$ в зондирующей волне, которое ответственно за формирование дифракционного паттерна в осевой цифровой голограмме. Далее для пробного волнового фронта, несущего две составляющие $u(x, y, z = 0) = u_o(x, y, z = 0) +$

$+u_r(x, y, z = 0) \exp(i\Phi^d(x, y)) + u_r(x, y, z = 0)$, производится расчет дифракционной картины $\hat{u}(x, y, z = \Delta z)$ в плоскости регистрации, где происходит формирование осевой цифровой голограммы. Расчет проводится путем численного решения дифракционного интеграла, описывающего распространение волнового фронта на фиксированное расстояние Δz . Для вычисления дифракционного интеграла используется представление поля через угловой спектр плоских волн:

$$U(f_x, f_y, z = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y, z = 0) \times \exp(-2\pi i(xf_x + yf_y)) dx dy. \quad (8)$$

Тогда уравнение, описывающее эволюцию поперечной компоненты дифрагирующего поля, может быть записано как:

$$g(f_x, f_y, \Delta z) = U(f_x, f_y, z = 0)\mathcal{H}(f_x, f_y, \Delta z), \quad (9)$$

где $\mathcal{H}(f_x, f_y, \Delta z)$ — функция переноса:

$$\mathcal{H}(f_x, f_y, \Delta z) = \begin{cases} e^{i\frac{2\pi n}{\lambda}\Delta z} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{n^2}(f_x^2 + f_y^2)}, & \text{если } (f_x^2 + f_y^2) \leq \frac{n^2}{\lambda^2}; \\ e^{-i\frac{2\pi n}{\lambda}\Delta z} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{n^2}(f_x^2 + f_y^2)}, & \text{если } (f_x^2 + f_y^2) > \frac{n^2}{\lambda^2}. \end{cases} \quad (10)$$

Стоит отметить, что в общем случае отрицательные значения подкоренного выражения дают решения, соответствующие распространению эванесцентных волн.

Далее, переходя из угловых координат (f_x, f_y) к декартовым (x, y) с использованием обратного двумерного интеграла Фурье, получим поле на расстоянии Δz от плоскости $z = 0$:

$$\hat{u}(x, y, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(f_x, f_y, z) \times \exp(2\pi i(xf_x + yf_y)) df_x df_y. \quad (11)$$

В плоскости регистрации формируется осевая цифровая голограмма:

$$H(x, y) = |\hat{u}(x, y, \Delta z)|^2 = |\hat{u}_o|^2 + |\hat{u}_r|^2 + \hat{u}_o^* \hat{u}_r + \hat{u}_o \hat{u}_r^*. \quad (12)$$

Здесь слагаемое $|\hat{u}_o|^2 = 1$ вследствие наличия в нем только фазового возмущения, $|\hat{u}_r|^2$ отвечает за нулевой порядок, а слагаемые $\hat{u}_o^* \hat{u}_r + \hat{u}_o \hat{u}_r^*$ содержат анализируемый дифракционный паттерн.

Следующим этапом является цифровая обработка осевых голограмм с целью подавления нулевого порядка

дифракции. Для этого из каждой осевой цифровой голограммы вычитается фоновое изображение, полученное в отсутствии импульса накачки:

$$\hat{u}_o^* \hat{u}_r + \hat{u}_o \hat{u}_r^* = H - (1 + |\hat{u}_r|^2). \quad (13)$$

В случае наличия рассматриваемых неоднородностей в исследуемом образце, как уже было написано выше, в выделенном дифракционном паттерне могут быть различены две составляющие:

$$\hat{u}_o^* \hat{u}_r + \hat{u}_o \hat{u}_r^* \approx \hat{I}_{media} + \hat{I}. \quad (14)$$

Здесь \hat{I}_{media} соответствует дифракционному паттерну на НВФМ в однородной среде, а \hat{I} — дифракционному паттерну на НВФМ в неоднородностях нелинейного коэффициента показателя преломления. Как говорилось в разделе 1, в данной работе мы рассматриваем случай, когда $\hat{I}_{media} \ll \hat{I}$.

3. Алгоритм оценки доли неоднородностей оптических нелинейных свойств

Рассмотрим сначала несколько примеров дифракционных паттернов, формирующихся в случае различных концентраций неоднородностей оптических нелинейных свойств исследуемых образцов (доля площади образца, заполненной неоднородностями его оптических нелинейных свойств). На рис. 2 представлено несколько типичных дифракционных картин и соответствующих им фурье-спектров (здесь и далее рассматриваются абсолютные значения этих спектров, т. е. $I = \mathcal{F}(\hat{I})$, где \mathcal{F} — преобразование Фурье).

Как уже обсуждалось ранее, модуляция фазового распределения зондирующего импульса при наличии отдельной локальной неоднородности нелинейного показателя преломления приводит к появлению на осевой голограмме характерного дополнительного паттерна.

Доля неоднородностей, попадающих в область пересечения импульсов, находится в прямом соответствии с формируемым распределением интенсивности: при ее увеличении число наборов концентрических колец увеличивается (ср. рис. 2, *a* и рис. 2, *d-f*), они начинают накладываться друг на друга, и в фурье-спектре начинает возрастать интенсивность нулевой пространственной частоты $f_y = 0$. Получающийся в результате такого наложения дифракционный паттерн при высокой доле неоднородностей и слиянии большого числа исходящих от них сферических волн содержит интерференционные полосы с уменьшающимся вдоль координаты x периодом (рис. 2, *f*). Он становится подобным картине дифракции при НВФМ на однородной среде ($\hat{I} \rightarrow \hat{I}_{media}$).

Таким образом, при постепенном увеличении концентрации неоднородностей структура дифракционного паттерна плавно преобразуется из набора концентрических колец в набор дифракционных полос (рис. 2, *a-f*).

При таком изменении существенно эволюционирует и структура спектра пространственных частот. В случае, когда в поле взаимодействия импульса присутствует небольшое число неоднородностей оптических нелинейных свойств, пространственные частоты дифракционного паттерна распределены однородно по углу (рис. 2, *a, b*). Однако в случае увеличения количества накладываемых паттернов, состоящих из концентрических колец, в фурье-плоскости начинают доминировать низкие пространственные частоты f_y (рис. 2, *c-f*, хорошо видны на увеличенных вставках). Интенсивность нулевых пространственных частот f_y напрямую зависит от количества неоднородностей в области пересечения двух импульсов.

Таким образом, анализ фурье-спектра формируемого паттерна, полученного после вычитания нулевого порядка дифракции из регистрируемых осевых цифровых голограмм, позволяет легко оценить долю неоднородностей на исследуемой части образца, ограниченной областью пространственного перекрытия импульсов накачки и зондирующего, в которой происходит модуляция фазового запаздывания зондирующей волны.

Для анализа зависимости относительной интенсивности компонентов фурье-спектра горизонтальной направленности удобно из декартовых координат $[f_x, f_y]$ (рис. 3, *b*) перейти в полярные $[\rho, \theta]$ (рис. 3, *c*) и просуммировать низкие и средние пространственные частоты по радиальной координате (рис. 3, *d*). Удобно нормировать полученную кривую на средние значения $I(\theta)$ в области углов $\theta \neq 90^\circ, 270^\circ$. Пример итогового графика $I(\theta)$, полученного при анализе дифракционного паттерна при доли неоднородностей 0.015 представлен на рис. 3, *a*). При этом для повышения точности получаемых указанным образом данных может быть обработан не один, а несколько дифракционных паттернов, соответствующих различным значениям задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки $\Delta\tau$. В таком случае при изменении величины $\Delta\tau$ в результате перемещения линии задержки (рис. 1) происходит сдвиг области взаимодействия импульсов вдоль оси x . В случае, если концентрация неоднородностей в некоторой области образца не меняется со временем, получение нескольких распределений $I_{\tau_1}(\theta), I_{\tau_2}(\theta), I_{\tau_3}(\theta), \dots, I_{\tau_N}(\theta)$ и их усреднение $\overline{I(\theta)}$ позволяют получить более точные данные о доли неоднородностей. Примеры графиков $\overline{I(\theta)}$, полученных при усреднении данных по $N = 1, 4, 9, 25, 49, 100$ измерениям, представлены на рис. 4, *a*. На графиках хорошо видно существенное преобладание интенсивности компонент фурье-спектра с горизонтальной направленностью (углы 90° и 270°). Для повышения надежности производимой оценки разумно не только выполнить усреднение полученных графиков по нескольким дифракционным паттернам, но и найти среднее значение между интенсивностями пиков I_{90° и I_{270° .

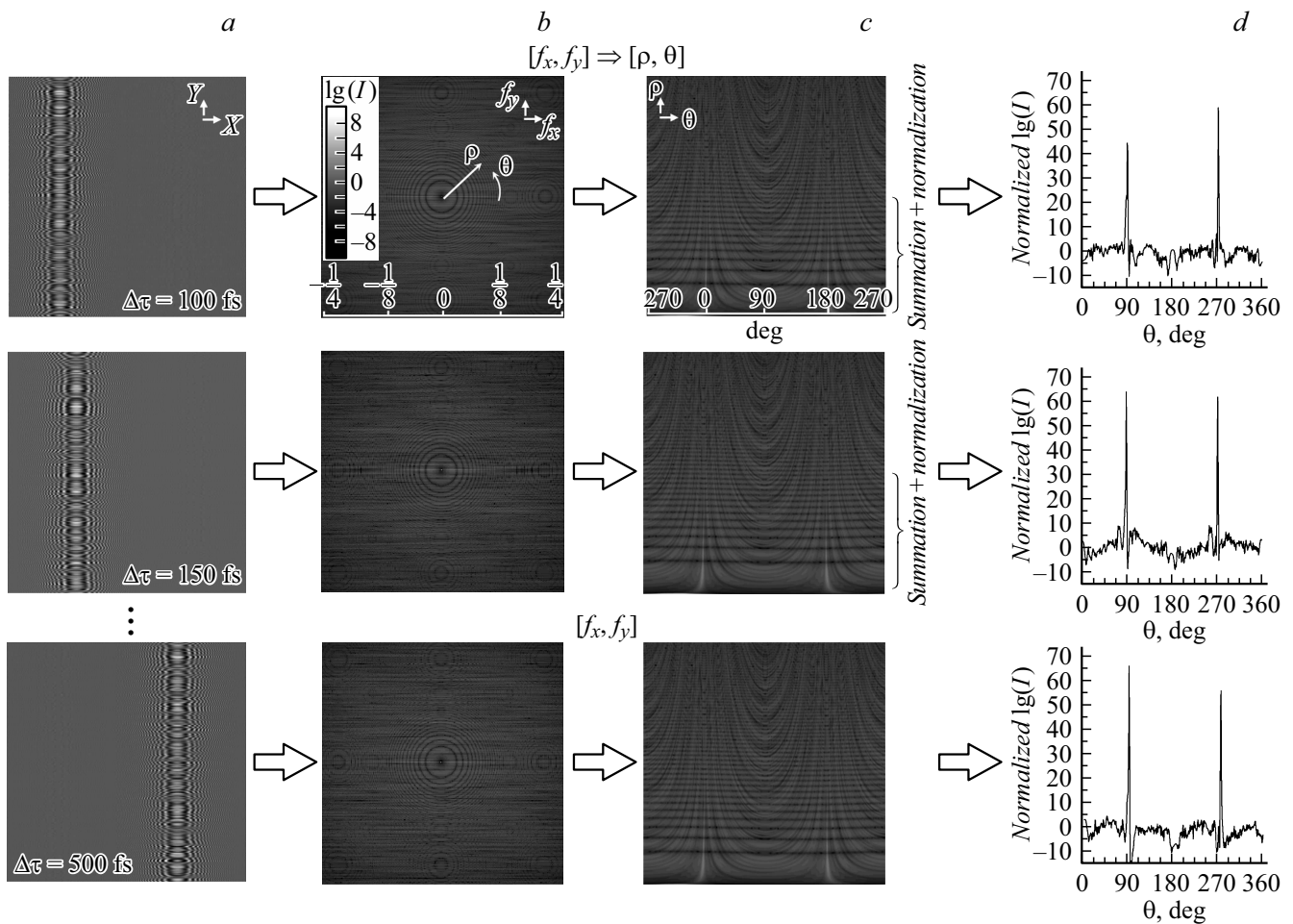


Рис. 3. Диаграмма алгоритма оценки концентрации неоднородностей оптических нелинейных свойств. На первом шаге для набора из N дифракционных паттернов (а), соответствующих различной задержке между зондирующим импульсом и импульсом накачки, происходит вычисление распределений фурье-спектра (б). Затем полученные распределения в логарифмическом масштабе переводятся в полярные координаты (с), после чего происходит усреднение по радиальной координате низких и средних пространственных частот, в результате чего получается набор усредненных по углу графиков зависимости интенсивности радиальных компонент фурье-спектра $\overline{I(\theta)}$ (д).

4. Апробация алгоритма в численном моделировании

Чтобы оценить функциональную зависимость относительной интенсивности компонент фурье-спектра горизонтальной направленности ($f_y = 0$) $I_{hor} = (I_{90} + I_{270})/2$ от доли частиц $I_{hor}(c)$, был проведен ряд численных экспериментов, в каждом из которых производилось моделирование нескольких наборов случайных распределений неоднородностей оптических нелинейных свойств с различными концентрациями от $c = 0.008$ до $c = 0.35$. После этого с использованием математической модели НВФМ фемтосекундных лазерных импульсов для каждого образца с известной долей неоднородностей оптических нелинейных свойств был получен ряд дифракционных паттернов зондирующего импульса. Затем с помощью предложенного алгоритма оценки доли неоднородностей был проведен анализ полученных

распределений, как это было показано ранее, и построены кривые $\overline{I(\theta)}$. На рис. 4, б представлен двумерный массив, одним из измерений которого является доля неоднородностей оптических нелинейных свойств исследуемого объекта, а другим — угловая координата фурье-спектра θ . В результате анализа интенсивности пиков, соответствующих горизонтальным компонентам фурье-спектра I_{hor} для различных долей неоднородностей был построен график зависимости $I_{hor}(c)$, демонстрирующий монотонную нелинейную зависимость между долей неоднородностей c и величиной I_{hor} (рис. 4, с).

Предложенный метод оценки доли неоднородностей нелинейного показателя преломления предполагает регистрацию нескольких распределений интенсивности (рис. 3, а), выделение интересующих компонент фурье-спектра и определение их интенсивности (рис. 4, а) для измерения доли неоднородностей. Подобные действия были выполнены для доли частиц 0.015, ранее не

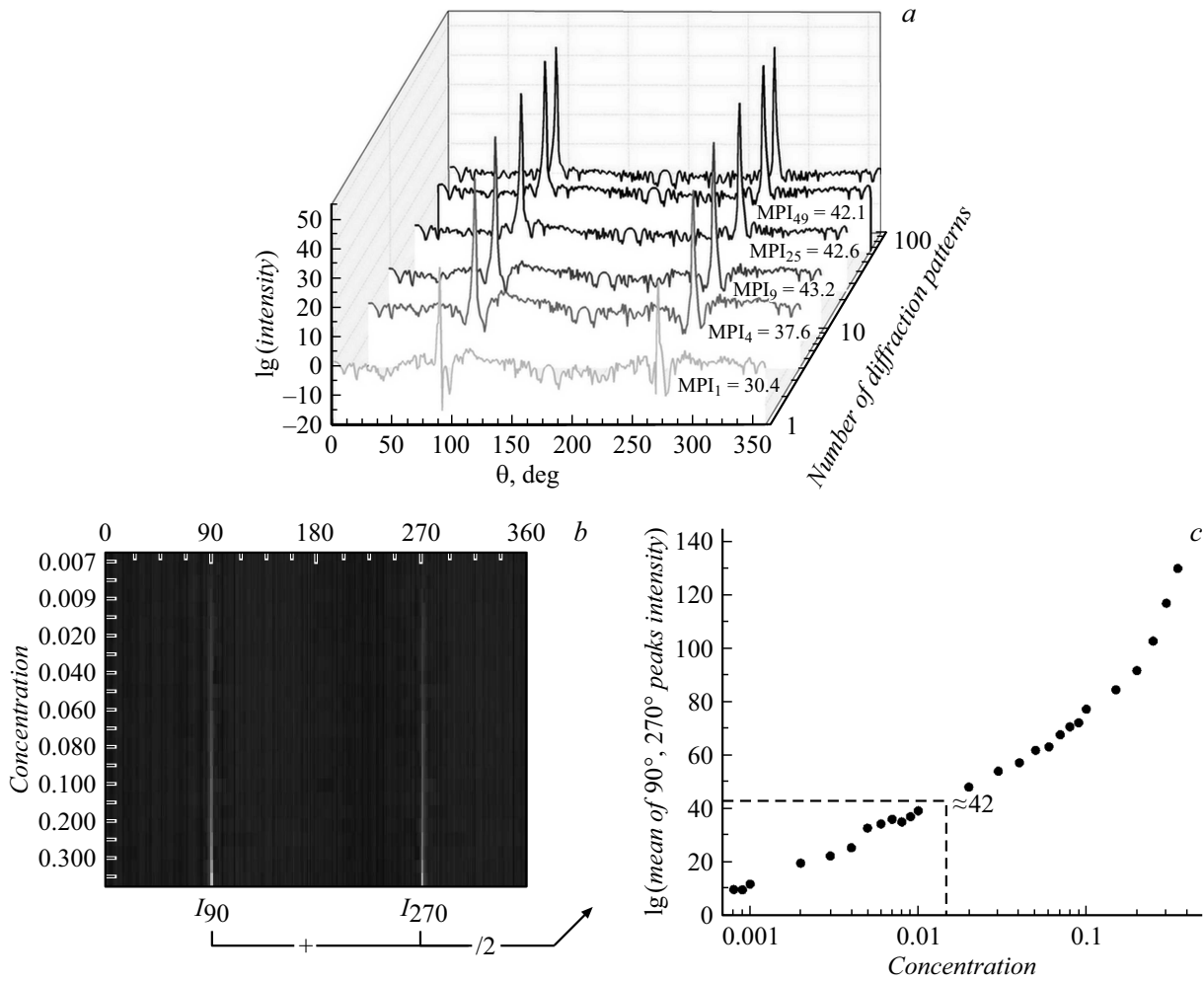


Рис. 4. Угловые зависимости $\overline{I(\theta)}$, полученные при различном количестве дифракционных паттернов, используемых при усреднении данных для доли неоднородностей $c = 0.015$. Значения MPI (mean peaks intensity) соответствуют средней интенсивности пиков, соответствующих углам 90° и 270° (a); распределение интенсивности компонент фурье-спектра низких и средних пространственных частот для разных углов θ в полярных координатах и доли неоднородностей нелинейного показателя преломления (b); график зависимости интенсивности I_{hor} от доли неоднородностей c (c). Обратите внимание на логарифмический масштаб оси абсцисс. Штриховой линией отмечена интенсивность компонентов исследуемого в численном эксперименте набора дифракционных паттернов.

отложенной на графике рис. 4, c). В результате определения по смоделированным дифракционным паттернам величины $I_{hor} \approx 42 \pm 2$ и интерполяции полученной кривой удалось провести оценку доли неоднородностей, которая при данных условиях находится в диапазоне $c = 0.014 \pm 0.002$, что полностью соответствует искомой величине. Величины I_{hor} , получаемые в ходе усреднения данных по различному количеству дифракционных паттернов, приведены на рис. 4, a. Несмотря на то что, исходя из результатов численного моделирования, можно сделать вывод о том, что для точной оценки доли частиц достаточно численной обработки 9–12 дифракционных паттернов, мы рекомендуем обрабатывать как минимум 35–40 паттернов в связи с вероятностью присутствия больших случайных погрешностей в ходе экспериментальных измерений. Как видно из рис. 4, a, при увеличении количества дифракционных

паттернов, используемых для усреднения более 9–12 штук не наблюдается заметного изменения величины I_{hor} , и точность определения концентрации при этом повышается несущественно. При этом типичная ошибка определения концентрации в диапазоне 0.01–0.3 составляет около 5–10%. В то же время при низком отношении сигнал/шум в экспериментальных данных увеличение количества регистрируемых и обрабатываемых распределений интенсивности может позволить снизить влияние шума.

Как было отмечено ранее, описанный алгоритм оценки доли неоднородностей оптических нелинейных свойств исследуемого образца предназначен для детектирования неоднородностей с существенно более высоким нелинейным коэффициентом показателя преломления, чем у несущей матрицы. Подобный случай наиболее часто реализуется при внедрении наноструктур с

высоким нелинейным показателем преломления [2,3] в однородную оптическую среду или их нанесении на ее поверхность. В случае, если это условие не выполняется, дифракционные паттерны, соответствующие НВФМ на однородной среде \tilde{I}_{media} (имеющие вид дифракционных полос, подобно распределению, приведенному на рис. 2, f), будут конкурировать с локальными дифракционными откликами при НВФМ на нелинейных неоднородностях \tilde{I} . В этом случае горизонтальные компоненты фурье-спектра дифрагированного импульса будут обусловлены как наличием локальных неоднородностей, так и нелинейным сигналом от несущей матрицы. В таком случае для оценки доли может потребоваться проведение дополнительного эксперимента, в котором мониторинг контрольного, чистого образца подложки позволит оценить амплитуду таких компонент, обусловленных именно вкладом однородной составляющей объекта.

Заключение

В работе был представлен и апробирован новый подход к проведению экспресс-оценки доли неоднородностей оптических нелинейных свойств, характеризуемых пространственной вариацией нелинейного коэффициента показателя преломления n_2 . Предлагаемый алгоритм основан на анализе фурье-спектра дифракционных паттернов, получаемых с помощью метода осевой цифровой голографии с временным разрешением. Главным преимуществом предложенного подхода является возможность быстрой оценки доли неоднородностей нелинейного показателя преломления в широком диапазоне величин от ≈ 0.0005 до ≈ 0.3 . Нами было продемонстрировано, что анализ преобладания горизонтальных компонент интенсивности фурье-спектра позволяет с приемлемой точностью оценить долю неоднородностей при усреднении данных по нескольким десяткам дифракционных паттернов, формирующихся в зондирующей пучке.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, (проект № 19-52-52018) и Министерства науки и технологий Тайваня, (проект № 108-2923-E-003-001-MY3).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, K. Nassau. *Appl. Phys. Lett.*, **9** (1), 72 (1966).
- [2] F.Z. Henari, A.A. Dakhel. *J. Appl. Phys.*, **104** (3), 033110 (2008).

- [3] Songang Bai, Qiang Li, Han Zhang, Xingxing Chen, Si Luo, Hanmo Gong, Yuanqing Yang, Ding Zhao, Min Qiu. *Appl. Phys. Lett.*, **107** (14), 141111 (2015).
- [4] I. Dancus, S.T. Popescu, A. Petris. *Opt. Express*, **21** (25), 31303 (2013).
- [5] Linwei Zhu, Meiyu Sun, Jiannong Chen, Junjie Yu, Changhe Zhou. *Opt. Eng.*, **53** (11), 112311 (2014).
- [6] T.V. Amotchkina, M.K. Trubetskov, F. Krausz, V. Pervak, O. Pronin, L. Smalakys, A. Melninkaitis, B. Momgaudis. *Proc. SPIE*(November), 34 (2017).
- [7] N.V. Petrov, S.S. Nalegaev, A.V. Belashov, I.A. Shevkunov, S.E. Putilin, Y.C. Lin, C.J. Cheng. *Opt. Lett.*, **43** (15), 3481 (2018).
- [8] B. Momgaudis, S. Guizard, A. Bilde, A. Melninkaitis. *Opt. Lett.*, **43** (2), 304 (2018).
- [9] B. Momgaudis, V. Kudriasov, M. Vengris, A. Melninkaitis. *Opt. Express*, **27** (5), 7699 (2019).
- [10] A.V. Belashov, Chau-Jern Cheng, N.V. Petrov. *Proc. SPIE*, 11278, 1127810.
- [11] J.A.C. Gomes, E.C. Barbano, L. Misoguti. *Appl. Opt.*, **58** (28), 7858–7861 (2019).
- [12] J.A.C. Gomes, E.C. Barbano, S.C. Zilio, L. Misoguti. *Nonlinear Optics* (Optical Society of America, NTu4A.32)
- [13] Masahide Terazima. *Opt. Lett.*, **20** (1), 25 (1995).