

07;12

## Методы достижения высокой чувствительности измерений в голографической интерферометрии при перезаписи голограмм некогерентным светом

© А.М. Ляликов

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы,  
230023 Гродно, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 5 октября 1998 г.)

Предложены методы повышения чувствительности измерений при перезаписи голограмм одним пучком некогерентного света. Для достижения высокой чувствительности измерений предлагается в оптических системах перезаписи использовать дополнительно пропускающую дифракционную решетку. Рассмотрены случаи перезаписи голограмм как линейного, так и нелинейного вида. Методы позволяют снять ограничения на количество циклов перезаписи голограмм, достичь максимальной чувствительности измерений. Приведены результаты экспериментальной апробации при визуализации слабых конвенционных потоков воздуха возле нагретого тела.

### Введение

При диагностике прозрачных сред большой интерес представляют голографические методы регулирования чувствительности интерференционных измерений. Несмотря на высокую чувствительность интерференционных измерений, часто на практике приходится сталкиваться с задачами диагностики, когда для удовлетворительной обработки интерферограммы количество интерференционных полос или их сдвиг недостаточны. В этом случае обычно используют методы повышения чувствительности измерений [1–3]. Методы повышения чувствительности измерений использовались при исследовании газовых потоков около моделей в аэродинамических трубах и баллистических трассах при низких давлениях, разреженных потоков в ударных трубах, для контроля точных концевых мер и малых отклонений от плоскостности, а также в интерференционной спектроскопии [2–4]. Известные методы повышения чувствительности измерений при оптической обработке голограмм основаны или на восстановлении волнового фронта в высших порядках дифракции [5–7], или на перезаписи голограмм с фильтрацией пространственных частот [8–10]. Последние методы позволяют достичь более высокой чувствительности измерений. Перезапись голограмм может производиться одним [8,9] или двумя пучками [10] света. Если во втором случае [10] перезапись голограмм может осуществляться только в когерентном свете, то при перезаписи одним пучком требования к когерентности источника существенно снижаются и, следовательно, улучшается качество перезаписанных голограмм из-за уменьшения когерентных шумов.

Недостатком метода повышения чувствительности измерений при перезаписи голограмм одним пучком являются рост частоты несущих полос на перезаписанных голограммах, ограничивающий число циклов перезаписи и соответственно возможность достижения высоких значений коэффициента чувствительности измерений. Чи-

сло циклов перезаписи в некогерентном свете можно увеличить за счет одновременной перезаписи нескольких эталонных голограмм [11]. Сочетание перезаписи голограмм одним пучком некогерентного и двумя пучками когерентного света [12] позволяет полностью снять ограничения на число циклов перезаписи. Оптическая система перезаписи для реализации данной методики очень сложна, а наличие когерентного источника света ухудшает качество конечных интерферограмм из-за когерентных шумов.

В данной работе рассмотрены методы повышения чувствительности измерений при перезаписи голограмм одним пучком некогерентного света. В оптических схемах перезаписи предлагается использовать дополнительно пропускающую дифракционную решетку с периодом полос, согласованным с периодом полос перезаписываемой голограммы определенным образом [13].

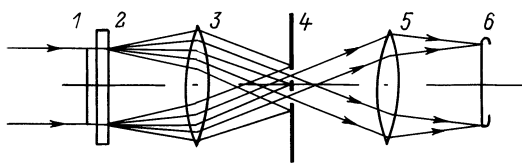
### Перезапись голограммы линейного вида

На рис. 1 приведена оптическая схема перезаписи голограммы линейного вида одним пучком некогерентного света. Амплитудное пропускание голограммы при выполнении линейных условий записи [4] запишем в виде

$$\tau_0(x, y) \sim 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_0} + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y) \right], \quad (1)$$

где  $T_0$  — период несущих полос;  $\varepsilon(x, y)$  — изменения фазы, вызванные исследуемым объектом;  $\varphi(x, y)$  — искажения фазы, обусловленные аберрациями системы регистрации исходной голограммы.

Система координат  $XOY$  выбрана в плоскости голограммы так, что ось  $OY$  параллельна несущим голографическим полосам. Отличительная особенность голограммы линейного вида (1) от нелинейного в том, что при освещении на ней дифрагируют волны только в  $+1$ - и  $-1$ -й порядки дифракции, расположенные симметрично нулевому прямопрошедшему порядку. Предположим,



**Рис. 1.** Оптическая схема перезаписи голограмм линейного вида: 1 — голограмма; 2 — пропускающая дифракционная решетка; 3, 5 — объективы; 4 — фильтрующая диафрагма; 6 — плоскость перезаписи голограммы.

что в оптическую систему перезаписи (рис. 1) к исходной голограмме 1 вплотную помещена пропускающая дифракционная решетка 2 с ориентацией полос параллельно несущим полосам голограммы. Пропускание такой решетки

$$\tau(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp \left[ \frac{i2\pi nx}{T} \right], \quad (2)$$

где  $c_n$  — коэффициенты;  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $T$  — период полос.

При освещении по нормали совмещенных голограммы и дифракционной решетки распределение комплексных амплитуд дифрагированных волн  $A(x, y)$  прямо пропорционально произведению  $\tau_0(x, y)\tau(x, y)$ . С учетом (1), (2) распределение комплексных амплитуд волн на выходе совмещенных голограммы и дифракционной решетки можно представить в более наглядном виде

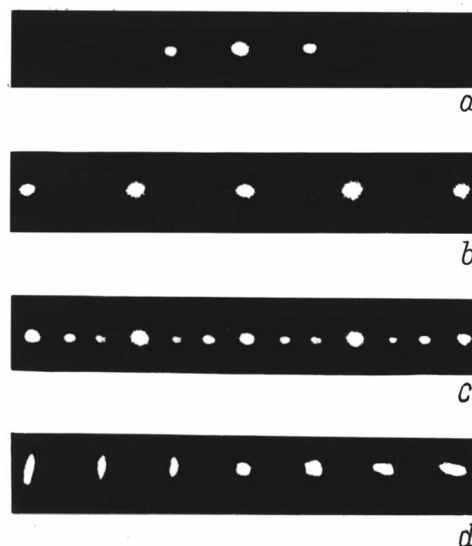
$$\begin{aligned} A(x, y) \sim & \left\{ \frac{c_0}{2} \exp [i(2\pi\nu_0 x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right. \\ & \left. + \frac{c_0}{2} \exp [-i(2\pi\nu_0 x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right\} \\ & + \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp(i2\pi n x) \right\} \\ & + \left\{ \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{c_n}{2} \exp [i(2\pi(\nu_0 - n\nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{c_n}{2} \exp [-i(2\pi(\nu_0 + n\nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{c_n}{2} \exp [i(2\pi(\nu_0 + n\nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{c_n}{2} \exp [-i(2\pi(\nu_0 + n\nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y))] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $\nu_0$  и  $\nu$  — пространственные частоты дифрагированных волн, связанные с периодами несущих полос голограммы и дифракционной решетки как  $\nu_0 = 1/T_0$  и  $\nu = 1/T$ .

На рис. 2 представлены дифракционные спектры голограммы линейного вида (а), дифракционной решетки (b) и совмещенных голограммы и дифракционной решетки (с), наблюдаемые в задней фокальной плоскости объектива 3 (рис. 1) на фильтрующей диафрагме 4. На рис. 2 отмечены значения пространственных частот дифрагированных волн, а нулевые порядки, соответствующие прямопрошедшим волнам, оставлены неотмеченными. Дифракционные спектры, приведенные на рис. 2, а–с, соответствуют случаю соотношения периодов несущих полос голограммы и дифракционной решетки  $T_0 = 3/2T$  как наиболее благоприятному для реализации методики перезаписи. В дифракционном спектре совмещенных исходной голограммы и дифракционной решетки (рис. 2, с) присутствуют компоненты дифрагированных волн исключительно на голограмме (первая скобка в (3)) и на дифракционной решетке (вторая фигурная скобка в (3)), а также компоненты, испытавшие двойную дифракцию (последняя фигурная скобка в (3)). Для волн, испытавших двойную дифракцию, первые две суммы описывают дифрагированные волны с разностными пространственными частотами  $\Delta\nu_n = \pm(\nu_0 - n\nu)$ , а две другие суммы — с суммарными пространственными частотами  $\pm(\nu_0 + n\nu)$ . Особый интерес для перезаписи исходной голограммы представляют дифрагированные волны с разностными пространственными частотами  $\pm\Delta\nu_1$ . Комплексные амплитуды этих волн

$$\begin{aligned} A_1(x, y) & \sim c_1 \exp \{ i[2\pi(\nu_0 - \nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y)] \}, \\ A_1^*(x, y) & \sim c_1 \exp \{ -i[2\pi(\nu_0 - \nu)x + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y)] \}. \quad (4) \end{aligned}$$

Эти волны выделяются фильтрующей диафрагмой 4 (рис. 1) с помощью двух отверстий и в плоскости 6, оптически сопряженной объективом 5 с исходной голограммой 1, образуют интерференционную картину.



**Рис. 2.** Дифракционные спектры.

Амплитудное пропускание перезаписанной голограммы при выполнении линейных условий

$$\tau_1(x, y) \sim 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_1} + 2\varepsilon(x, y) + 2\varphi(x, y) + \psi(x, y) \right], \quad (5)$$

где  $T_1 = 1/|2(\nu_0 - \nu)|$ ,  $\psi(x, y)$  — aberrации системы перезаписи.

Если выполнено условие соотношения периодов несущих полос исходной голограммы и дифракционной решетки  $T_0 = (3/2)T$ , что будет соответствовать соотношению пространственных частот  $\nu = (3/2)\nu_0$ , то период несущих полос перезаписанной голограммы  $T_1 = T_0$ , т.е. равен периоду полос исходной голограммы. Из (5) видно, что изменения фазы, вызванные исследуемым объектом, а также aberrации системы регистрации исходной голограммы увеличены в два раза.

На втором цикле перезаписи вместо исходной голограммы в схему перезаписи (рис. 1) устанавливается перезаписанная голограмма, и весь процесс повторяется. После  $N$  циклов перезаписи, где  $N = 1, 2, 3, \dots$ , амплитудное пропускание перезаписанной голограммы

$$\tau_N(x, y) \sim 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_0} + 2^N \varepsilon(x, y) + 2^N \varphi(x, y) + \psi_N(x, y) \right], \quad (6)$$

где  $\psi_N(x, y)$  — aberrации системы перезаписи, накопленные за  $N$  циклов.

Из (6) и (1) видно, что изменения фазы исследуемым объектом увеличены в  $2^N$  раза, а период несущих полос голограммы остался прежним.

Для компенсации aberrаций системы регистрации голограммы, которые также увеличены в  $2^N$  раза в сравнении с aberrациями исходной голограммы, а также системы перезаписи, которые накоплены за  $N$  циклов перезаписи, может быть использована эталонная голограмма [9]. Такая голограмма регистрируется без исследуемого объекта с таким же периодом несущих полос, как и исходная (1). Амплитудное пропускание эталонной голограммы

$$\tau'(x, y) \sim 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_0} + \varphi(x, y) \right]. \quad (7)$$

После  $N$  циклов перезаписи по вышеописанной методике амплитудное пропускание конечной эталонной голограммы

$$\tau'_N(x, y) \sim 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_0} + 2\varphi^N(x, y) + \psi_N(x, y) \right]. \quad (8)$$

Из (8) и (6) видно, что искажения фаз, вызванные aberrациями системы регистрации и перезаписи для конечных голограмм одинаковы, что позволяет на этапе получения интерферограммы эти aberrации полностью исключить [9].

Следует отметить, что для реализации вышеописанной методики повышения чувствительности измерений исходные и промежуточные голограммы должны регистрироваться в линейных условиях, исключающих появление

высших порядков дифракции, которые сильно усложняют вид дифракционного спектра. Для конечных перезаписанных голограмм (6) и (8) условие линейной регистрации необязательно, так как получение голографической интерферограммы может производиться по любой методике [2–4]. На рис. 2,  $d$  приведен дифракционный спектр конечной перезаписанной четыре раза ( $N = 4$ ) голограммы. Конечная голограмма, перезаписанная на последнем этапе, регистрировалась уже в нелинейных условиях, о чем свидетельствует появление высших порядков с пространственными частотами, кратными  $\nu_N$ . Сравнивая части  $a$  и  $d$  на рис. 2, видим, что периоды несущих полос исходной голограммы ( $a$ ) и перезаписанной  $N$  раз ( $d$ ) практически равны.

## Перезапись голограммы нелинейного вида

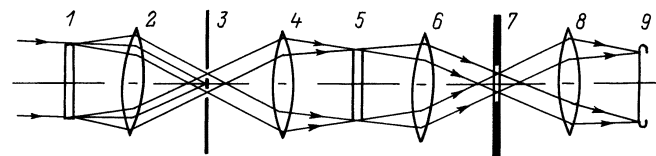
Если исходная голограмма зарегистрирована в нелинейных условиях, то ее амплитудное пропускание [4]

$$\tau(x, y) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{T_0} + \varepsilon(x, y) + \varphi(x, y) \right] \right\}^{-\gamma/2}, \quad (9)$$

где  $\gamma$  — коэффициент контрастности фотоэмульсии.

Для голограммы линейного вида (1)  $\gamma = -2$ . При освещении такой голограммы кроме  $\pm 1$ -х порядков дифракции в спектре присутствуют и высшие. Если голограмму нелинейного вида поместить в схему перезаписи (рис. 1), то дифракционный спектр совмещенных голограммы и дифракционной решетки в задней фокальной плоскости объектива 3 на диафрагме 4 будет иметь еще более сложную картину, чем для случая линейной голограммы. Усложнение картины спектра связано с появлением дополнительных дифракционных компонент двойной дифракции, за счет высших порядков нелинейной голограммы. Появление дополнительных компонент двойной дифракции, как с разностными  $\pm(m\nu_0 - n\nu)$ , где  $m = 2, 3, \dots$ , так и суммарными  $\pm(m\nu_0 + n\nu)$  пространственными частотами настолько усложняет картину дифракционного спектра, что практически исключает правильную идентификацию нужных для перезаписи порядков дифракции.

На рис. 3 приведена оптическая схема перезаписи голограмм нелинейного вида одним пучком некогерентного света. Данная схема перезаписи отличается от



**Рис. 3.** Оптическая схема перезаписи голограмм нелинейного вида: 1 — пропускающая дифракционная решетка; 2, 4, 6, 8 — объективы; 3, 7 — фильтрующие диафрагмы; 5 — голограмма; 9 — плоскость перезаписи голограммы.

предыдущей (рис. 1) наличием системы 2,4 оптического сопряжения дифракционной решетки 1 и голограммы 5. Такая система позволяет дополнительно провести фильтрацию пространственных частот в задней фокальной плоскости объектива 2 и тем самым упростить дифракционный спектр волн, испытавших двойную дифракцию.

В данной схеме перезаписи голограмм (рис. 3) предлагается с помощью дифракционной решетки 1 и системы оптической фильтрации 2-4 сформировать два пучка света, освещающих исходную голограмму 5 так, чтобы при выделении нужных волн в плоскости фильтрации 7 перезаписывалась голограмма 9 с таким же периодом несущих полос, как и исходная 5.

Предположим, что полосы дифракционной решетки 1 ориентированы в плоскости XOY под некоторыми углами к осям OX и OY. В этом случае ее амплитудное пропускание можно представить как

$$\tau(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp \left[ i2\pi n \left( \frac{x}{T_x} + \frac{y}{T_y} \right) \right], \quad (10)$$

где  $T_x$  и  $T_y$  — расстояния между несущими полосами дифракционной решетки, измеряемые вдоль осей OX и OY соответственно.

Так как исходная голограмма (9) нелинейного вида, то рассмотрим более общий случай перезаписи голограммы в  $\pm l$ -х порядках дифракции.

Если увеличение системы оптического сопряжения 2,4 равно единице, а фильтрующей диафрагмой 3 выделяются  $\pm 1$ -е порядки дифракции, то распределение комплексных амплитуд освещающих голограмму 5 волн в плоскости исходной голограммы можно представить в виде

$$\begin{aligned} B(x, y) &\sim c_1 \exp \{ i2\pi(\nu_x x + \nu_y y) \}, \\ B^*(x, y) &\sim c_1 \exp \{ -i2\pi(\nu_x x + \nu_y y) \}, \end{aligned} \quad (11)$$

где пространственные частоты  $\nu_x = 1/T_x$  и  $\nu_y = 1/T_y$ .

Распределение комплексных амплитуд дифрагированных волн на исходной голограмме 5

$$A(x, y) = [B(x, y) + B^*(x, y)]\tau_0(x, y). \quad (12)$$

Особый интерес представляют волны, дифрагированные на исходной голограмме в  $\pm l$ -е порядки дифракции,

$$\begin{aligned} A_l(x, y) &\sim c_1 \exp \left\{ i \left[ 2\pi((l\nu_0 + \nu_x)x + \nu_y y) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + l\varepsilon(x, y) + l\varphi(x, y) \right] \right\}, \\ A_l^*(x, y) &\sim c_1 \exp \left\{ -i \left[ 2\pi((l\nu_0 + \nu_x)x - \nu_y y) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + l\varepsilon(x, y) + l\varphi(x, y) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Очевидно, что если выполнено условие

$$\nu_x = -l\nu_0, \quad \nu_y = \frac{1}{2}\nu_0, \quad (14)$$

то амплитудное пропускание голограммы, перезаписанной в плоскости 9 при выполнении волн  $A_l(x, y)$  и  $A_l^*(x, y)$ ,

$$\begin{aligned} \tau_1(x, y) &\sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi y}{T_0} + l\varepsilon(x, y) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + l\varphi(x, y) + \psi_l(x, y) \right] \right\}^{\gamma/2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\psi_l(x, y)$  — аберрации системы перезаписи.

Из (15) видно, что ориентация несущих полос перезаписанной голограммы поменялась на  $90^\circ$  по отношению к несущим полосам исходной голограммы (9), однако период полос при этом не изменился.

На рис. 4 представлены дифракционные спектры, наблюдаемые в задней фокальной плоскости объектива 6 (рис. 3) на фильтрующей диафрагме 7, при перезаписи исходной голограммы в  $\pm 1$ -х (рис. 4, а) и  $\pm 2$ -х (рис. 4, б) порядках дифракции. На рис. 4 прямоугольником отмечены волны  $A_1(x, y)$ ,  $A_1^*(x, y)$  при  $l = 1$  (а) и  $A_2(x, y)$ ,  $A_2^*(x, y)$  при  $l = 2$  (б), которые выделяются фильтрующей диафрагмой 7 (рис. 3).

Для компенсации аберраций систем регистрации и перезаписи может быть использована эталонная голограмма, перезаписанная такое же число раз, что и исходная.

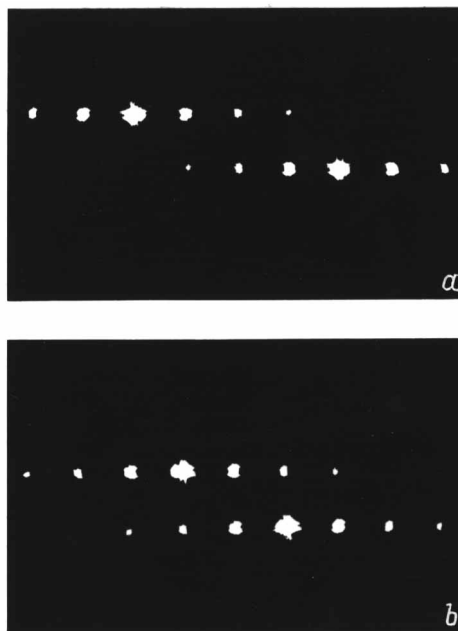


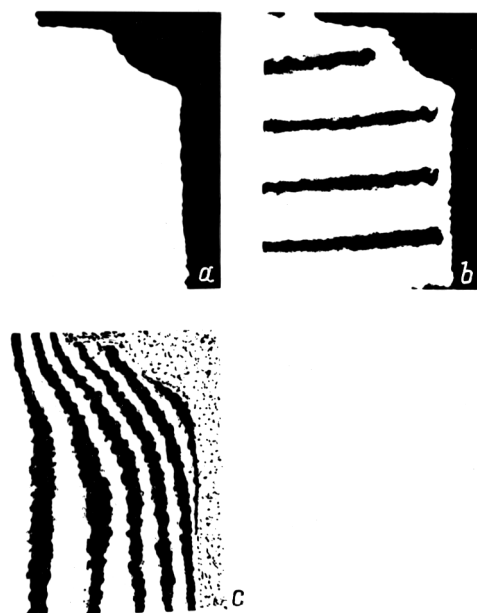
Рис. 4. Дифракционные спектры, наблюдаемые на фильтрующей диафрагме 7 (рис. 3) при перезаписи голограммы в  $\pm 1$ -х (а) и  $\pm 2$ -х (б) порядках дифракции.

## Экспериментальная апробация

Вышерассмотренные методы повышения чувствительности при перезаписи голограмм одним пучком некогерентного света были применены для визуализации слабых конвекционных потоков воздуха вблизи нагретого тела. Исходная голограмма регистрировалась в голографическом интерферометре на базе теневого прибора ИАБ-451 [14]. Период несущих полос голограммы  $T_0 = 0.04$  мм. Эталонная голограмма регистрировалась без изменения схемы при отсутствии конвекционных потоков.

На рис. 5, *a, b* приведены восстановленные интерферограммы, полученные при совмещении исходной и эталонной голограмм, с настройкой на бесконечно широкую (*a*) и конечные (*b*) полосы. Для настройки на конечные полосы голограммы разворачивались относительно друг друга на небольшой угол [15]. При настройке на бесконечно широкую полосу в поле интерферограммы наблюдалась практически равномерная освещенность как светлого (*a*), так и темного поля. Наличие сигнала (искривление интерференционной полосы) обнаруживалось только при настройке на конечные полосы за счет разворота голограмм. Однако при относительном развороте голограмм возможно внесение в интерферограмму aberrаций, соизмеримых с величиной полезного сигнала.

Для повышения чувствительности измерений при визуализации слабых конвекционных потоков воздуха был использован метод повышения чувствительности измерений с использованием голограммы линейного вида. Исходная и эталонная голограммы перезаписывались по



**Рис. 5.** Интерферограммы, восстановленные при совмещении исходной и эталонной голограмм (*a, b*) и перезаписанных исходной и эталонной голограмм с повышением чувствительности в 32 раза (*c*).

схеме, приведенной на рис. 1. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер. Пространственная когерентность лазерного излучения нарушалась вращающимся рассеивателем. Последний находился в расфокусированной плоскости короткофокусной положительной линзы телескопической системы, формирующей коллимированный пучок. Диаметр сфокусированного на рассеивателе пятна 1–2 мм. Пропускающие дифракционные решетки изготавливались на фотоэмульсии ФГ-690 интерференционным способом. При опробовании разработанной методики использовались как амплитудные, так и фазовые решетки. Последние изготавливались при отбеливании амплитудных дифракционных решеток. Применение фазовых дифракционных решеток в схемах перезаписи голограмм позволяло значительно повысить светосилу оптических схем и тем самым уменьшить время экспозиции при перезаписи голограмм. Однако фазовые дифракционные решетки, полученные при отбеливании, содержали значительно больше шумов из-за рассеивания света, чем амплитудные, что не могло не сказываться на качестве перезаписанных голограмм.

На рис. 5, *c* приведена восстановленная интерференционная картина с настройкой на бесконечно широкую полосу, полученная при оптической обработке перезаписанных четыре раза ( $N = 4$ ) исходной и эталонной голограмм. Голограммы перезаписывались по схеме, приведенной на рис. 1. Следует отметить, что чувствительность перезаписанных голограмм была повышена в 16 раз, а интерферограммы восстанавливались в оптическом анализаторе совмещенных голограмм [4], что позволило дополнительно повысить чувствительность измерений в конечной восстановленной интерферограмме еще в два раза. Таким образом, чувствительность измерений при расшифровке конечной интерферограммы (рис. 5, *c*) была повышена в 32 раза в сравнении с чувствительностью интерферограммы (рис. 5, *a, b*). Следует отметить, что, несмотря на значительное повышение чувствительности измерений, в конечной интерферограмме довольно хорошее качество полос, позволяющее считать номер полосы с погрешностью не хуже 25%.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь.

## Список литературы

- [1] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [2] Зейликович И.С., Спорник Н.М. Голографическая диагностика прозрачных сред. Минск: Университетское изд-во, 1988. 208 с.
- [3] Зейликович И.С., Ляликов А.М. // УФН. 1991. Т. 161. № 1. С. 143–164.
- [4] Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979. 232 с.
- [5] Bryngdahl O., Lohmann A.W. // J. Opt. Soc. Amer. 1968. Vol. 58. N 1. P. 141–142.

- [6] Мустафин К.С., Селезнев В.А., Штырков Е.И. // А.с. СССР. № 272602. БИ. 1970. № 19.
- [7] Matsumotto K., Takashima M. // J. Opt. Soc. Amer. 1970. Vol. 60. N 1. P. 30–33.
- [8] Швидер Ж. // Материалы III Всесоюзн. школы по голографии. Л., 1972. С. 247–254.
- [9] Зейликович И.С. // Опт. и спектр. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 396–398.
- [10] Зейликович И.С., Пулькин С.А. // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. Вып. 4. С. 588–589.
- [11] Зейликович И.С., Ляликов А.М. // ОМП. 1987. № 9. С. 31–33.
- [12] Зейликович И.С., Ляликов А.М., Сигов В.В. // А.с. СССР. № 1368624. БИ. 1988. № 3.
- [13] Ляликов А.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 12. С. 72–75.
- [14] Спорник Н.М. // ОМП. 1973. № 2. С. 77–78.
- [15] Спорник Н.М., Белозеров А.Ф., Бывальцев А.И. // А.с. СССР. № 396540. БИ. 1973. № 36.