

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

681.787

**ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕГУЛИРОВКИ  
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ  
ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ПРОЗРАЧНЫХ СРЕД***И. С. Зейликович, А. М. Ляликов*

(Гродненский государственный университет, БССР)

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	143
2. Нелинейная регистрация голограмм . . . . .	144
Компенсация аберраций.	
3. Перезапись голограмм . . . . .	148
4. Двухдлинноволновой метод . . . . .	151
Компенсация аберраций.	
5. Многоходовая интерферометрия . . . . .	154
6. Электронный фазоизмерительный метод . . . . .	155
7. Применения . . . . .	158
Список литературы . . . . .	163

**1. Введение.** Большой интерес при диагностике прозрачных сред представляют голографические методы увеличения чувствительности интерференционных измерений. Сюда можно отнести: исследование газовых потоков около моделей в аэродинамических трубах и баллистических трассах при низких давлениях, разреженные потоки в ударных трубах, контроль точных концевых мер, контроль малых отклонений от плоскостности, интерференционную спектроскопию. Изучение их методами обычной двухлучевой интерферометрии не представляется возможным. В то же время в ряде случаев, например, при изучении неоднородностей с большими градиентами показателя преломления необходимо уменьшать чувствительность измерений [1–6].

В настоящей статье дается обзор голографических методов, позволяющих регулировать чувствительность интерференционных измерений. Основой голографических методов регулировки чувствительности является возможность апостериорной обработки волновых фронтов, восстановленных с голограмм. Изменение деформации волнового фронта, восстановленного с голограммы, позволяет, например, регулировать сдвиг интерференционных полос.

В измерительной технике пользуются понятием чувствительности метода — отношение изменений регистрируемого сигнала  $K$ , создаваемого на выходе прибора, к изменению измеряемого параметра [3]

$$S = \frac{\Delta K}{\Delta \chi} .$$

В соответствии с этим определением под чувствительностью голографического интерференционного метода понимается отношение деформации волнового фронта, восстановленного с голограммы ( $\Delta\Phi$ ), к деформации волнового фронта, прошедшего изучаемый объект ( $\Delta\varphi$ ):

$$S_r = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\varphi}.$$

При получении интерферограмм с одинаковой настройкой на полосы конечной ширины

$$S_r = \frac{\Delta P(x, y)}{\Delta p(x, y)},$$

где  $\Delta P(x, y)$  и  $\Delta p(x, y)$  — соответственно смещения интерференционной полосы в точке с координатами  $(x, y)$  интерференционного поля, полученного: 1) при восстановлении волновых фронтов с голограммы и 2) при интерференции волнового фронта, прошедшего через объект, с эталонным волновым фронтом. При настройке на бесконечно широкую полосу чувствительность равна

$$S_r = \frac{M}{m},$$

где  $M, m$  — соответственно число интерференционных полос в зоне объекта для случаев интерференции восстановленного с голограммы и непосредственно прошедшего объект волновых фронтов с эталонным волновым фронтом.

При использовании голографических методов получения интерференционной картины появляются уникальные возможности увеличения чувствительности интерференционного анализа при компенсации аберраций оптических элементов интерферометра.

В классической интерферометрии известна пороговая чувствительность измерений, определяемая минимально измеримой разностью фаз ( $\Delta\varphi_{\min}$ ) между волной, прошедшей изучаемый объект (объектная волна), и волной сравнения (эталонная волна), проходящей вне зоны объекта. При получении интерферограмм в полосах конечной ширины пороговая чувствительность будет определяться минимально измеримым смещением интерференционной полосы. При визуальном определении положения интерференционной полосы  $\Delta\varphi_{\min}$  принимается равным  $0,2\pi$  [1]. При использовании электронных методов обработки можно существенно улучшить пороговую чувствительность [4, 5].

**2. Нелинейная регистрация голограмм.** Впервые принципы голографии были использованы для увеличения сдвига интерференционной полосы (т. е. увеличения чувствительности) в работе [7]. При этом голограмма регистрировалась с одним объектным и двумя опорными пучками, расположенными под углами  $\pm\alpha$  к объектному. При восстановлении волновых фронтов с голограммы в одном направлении распространяются две объектные волны с комплексно-сопряженными фазами. При интерференции этих волн образуется интерференционная картина с удвоенной чувствительностью. Однако в этом методе аберрации оптической системы интерферометра также удваиваются.

Гораздо более перспективным оказался метод, основанный на свойствах нелинейно зарегистрированной голограммы, предложенный в работе [8]. Данный метод базируется на увеличении деформации волнового фронта в высших порядках дифракции.

В обычных приложениях голографии для получения неискаженного изображения добиваются линейной зависимости амплитудного коэффициента пропускания голограммы от экспозиции. Однако при исследовании фазовых объектов нелинейность оказывается весьма полезной для повышения чувствительности интерференционных измерений.

Рассмотрим амплитудное пропускание ( $\tau$ ) голограммы сфокусированного изображения, зарегистрированной при нелинейных условиях [6]:

$$\tau(\mathbf{r}_1) \propto a_0 + a_1 \cos[(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r) \mathbf{r}_1 + \varepsilon] + a_2 \cos^2[(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r) \mathbf{r}_1 + \varepsilon] + \dots + a_n \cos^n[(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r) \mathbf{r}_1 + \varepsilon] \dots, \quad (2.1)$$

где  $a_n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) — постоянные коэффициенты,  $\varepsilon$  — изменение фазы, вызванное исследуемой неоднородностью,  $\mathbf{k}_{0,r} = (2\pi/\lambda)(\cos a_{0,r} \mathbf{i} + \cos v_{0,r} \mathbf{j})$  — составляющие волновых векторов объектной ( $\mathbf{K}_0$ ) и опорной ( $\mathbf{K}_r$ ) волн на плоскость голограммы,  $\mathbf{r}_1 = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}$  — радиус-вектор точки с координатами  $(x, y)$  в плоскости голограммы.

Если на стадии восстановления такая голограмма освещается волной

$$A_c = \exp(i\mathbf{K}_r \mathbf{r})$$

(где  $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ ), то волны, восстановленные с голограммы, описываются выражением:

$$A_B(\mathbf{r}) \propto \sum_{n=0}^N c_n \{ \exp[i(n\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + n\varepsilon)] + \exp[-i(n\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + n\varepsilon)] \}. \quad (2.2)$$

Выражение (2.2) описывает ряд гармоник с деформацией волнового фронта, кратной  $\varepsilon$ . Как впервые указано в работе [8], эти гармоники можно использовать для увеличения малых фазовых сдвигов  $\varepsilon$ . Например, если волна дифракции  $n$ -то порядка накладывается на плоскую волну той же амплитуды, то результирующая интерференционная картина описывается выражением (при настройке на полосу бесконечной ширины)

$$I_B \propto 1 + \cos n\varepsilon. \quad (2.3)$$

Из (2.3) следует, что разность фаз увеличилась в  $n$  раз, по отношению к действительному сдвигу, созданному исследуемым объектом. Такую интерферограмму можно считать полученной на длине волны в  $n$  раз короче той, которая использовалась при регистрации голограммы, а сам метод — обладающим в  $n$  раз повышенной чувствительностью.

Модификация метода увеличения разности фаз была предложена в работе [9]. В этом способе голограмма, пропускание которой описывается выражением (2.1), освещается одновременно двумя волнами  $\exp(i\mathbf{K}' \mathbf{r})$  и  $\exp(-i\mathbf{K}' \mathbf{r})$ , где  $\mathbf{K}'$  — волновой вектор, составляющая которого на плоскость голограммы  $\mathbf{k}' = n(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r)$ . В этом случае в направлении нормали к голограмме восстановятся две волны  $\exp(in\varepsilon)$  и  $\exp(-in\varepsilon)$ , при интерференции которых образуется картина с увеличением чувствительности в  $2n$  раз.

Две восстанавливающие волны, освещающие голограмму, можно сформировать при помощи интерферометра типа Цендера — Маха [10] или дифракционной решетки [11]. Использование нелинейных характеристик голограммы позволило получить 14-кратное увеличение чувствительности [10]. Другой подход с регистрацией двух голограмм рассмотрен в [12].

**Компенсация аберраций.** В рассмотренных выше методах увеличения чувствительности измерений отсутствует компенсация

фазовых искажений, обусловленных aberrациями оптической системы, используемой для регистрации голограмм. Более того, любые ошибки, появившиеся из-за несовершенства оптических элементов, усиливаются в то же число раз. Поэтому повышение чувствительности без компенсации aberrаций оптики не имеет смысла.

В настоящее время разработан ряд различных способов компенсации aberrаций оптики при использовании нелинейно зарегистрированных голограмм. В работе [13] предложен способ, суть которого состоит в том, что на голограмму регистрируется волна, искаженная aberrациями оптической системы, но при отсутствии изучаемой неоднородности. После фотопереработки голограмму помещают в исходное положение, вводят исследуемую неоднородность и просвечивают световым пучком. Этот пучок дифрагирует на первой голограмме в направлении комплексно сопряженной

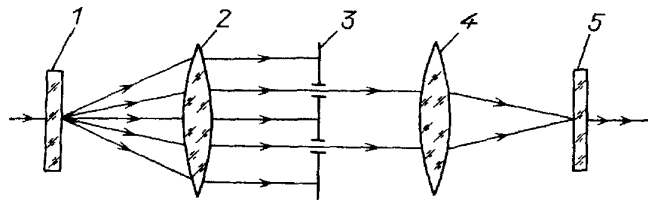


Рис. 1. Оптическая схема для реализации метода двух разнесенных, оптически сопряженных голограмм. 1 - голограмма-компенсатор, 2, 4 - объективы телескопической системы, 3 - диафрагма, 5 - объектная голограмма

исходной волны. В этом случае деформация волнового фронта, обусловленная aberrациями оптической системы в дифрагированном пучке, компенсирована. Дифрагированная объектная волна регистрируется на второй голограмме, которая подвергается нелинейной фотопереработке. Полученная таким образом голограмма используется для повышения чувствительности при дифракции  $\pm n$ -х порядков. Более удобный метод компенсации aberrаций состоит в получении вторичной голограммы [3]. Вторичной голограммой называется интерферограмма, полученная по методу двукратного экспонирования при настройке на частые полосы конечной ширины. Двукратное экспонирование позволяет получить интерферограммы, свободные от aberrаций. Вторичная голограмма регистрируется при нелинейных условиях.

Во многих экспериментах не представляется возможным регистрировать голограмму двукратного экспонирования, например, при исследовании развития процесса во времени. В этом случае регистрируется ряд объектных голограмм. Для компенсации aberrаций можно использовать метод двух разнесенных, оптически сопряженных голограмм [14—16]. В этом случае кроме объектной голограммы регистрируется и опорная голограмма (голограмма-компенсатор) при тех же нелинейных условиях, но в отсутствие исследуемого объекта. Эти голограммы устанавливаются в оптически сопряженных плоскостях телескопической системы (рис. 1) с увеличением, равным единице. Голограмма-компенсатор 1 освещается плоской волной и с нее восстанавливается ряд волн. Эти волны фокусируются в фокальной плоскости объектива 2, и диафрагма 3 выделяет симметричные  $\pm n$ -е порядки дифракции. Объектная голограмма 5 освещается двумя волнами. С голограммы 5 по нормали восстановятся две волны  $\exp(in\epsilon)$  и  $\exp(-in\epsilon)$ , при интерференции которых образуется интерференционная картина, в которой aberrации не искажают ход полос, а чувствительность увеличена в  $2n$  раз. Следует отметить, что aberrации оптической системы телескопа 2, 4 не компенсированы. Имеются сложности

в получении произвольной настройки интерференционных полос. Эти недостатки могут быть устранены при пространственном совмещении голограмм 1 и 5 (см. рис. 1). В этом случае объектную и опорную голограмму регистрируют при нелинейных условиях с отличающейся настройкой полос. Следует отметить, что голограммы можно регистрировать методом двукратного экспонирования на общий фотоматериал [17].

Распределение комплексной амплитуды волны, восстановленной в  $n$ -м порядке дифракции с опорной голограммы, имеет вид

$$A_n = \exp [i (n\mathbf{K}_0\mathbf{r} + n\varphi)],$$

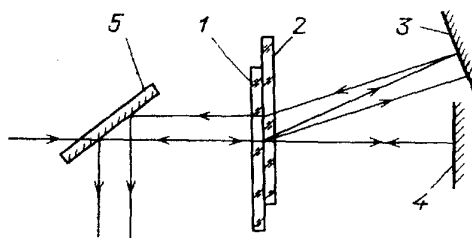
где  $\varphi$  — фазовые искажения волнового фронта, обусловленные аберрациями оптической системы регистрации. Волна с комплексной амплитудой  $A_n$  на объектной голограмме испытывает вторичную дифракцию. Распределение комплексной амплитуды волны, дифрагированной на объектной голограмме в  $-n$ -й порядок дифракции, определится выражением

$$A_{-n, n} = \exp [i (n\mathbf{K}_r\mathbf{r} + n\epsilon)],$$

где  $\mathbf{K}_r$  — волновой вектор восстановленной волны. Волна  $A_{-n, n}$  свободна от аберраций. Для того чтобы волна  $A_{-n, n}$  не перекрывалась с другими волнами, направление полос решеток объектной и опорной голограмм делается под некоторым углом друг к другу. При получении интерференционной картины две совмещенные голограммы (или голограмма двукратного экспонирования) освещаются двумя плоскими волнами. Если угол между этими волнами выбрать таким, чтобы в одном направлении распространялись волны  $A_{n, 0}$  и  $A_{0, n}$ , восстановленные в  $n$ -м порядке дифракции на опорной и объектной голограммах, то образуется интерференционная картина с  $n$ -кратным увеличением чувствительности и компенсацией аберраций. Если угол между двумя пучками выбрать таким, чтобы в одном направлении распространялись волны  $A_{-n, n}$  и  $A_{n, -n}$ , то образуется интерференционная картина с  $2n$ -кратным увеличением чувствительности и компенсацией аберраций.

При двукратном экспонировании голограмм направление полос голографических решеток могут быть одинаковы. Однако в этом случае частота полос объектной и опорной голограмм должны существенно отличаться. Восстановление волновых фронтов и совмещение в пространстве

Рис. 2. Оптическая схема обработки совмещенных голограмм. 1, 2 — опорная и объектная голограммы, 3, 4 — зеркала, 5 — полупрозрачная пластина



объектной и эталонной волн  $n$ -го порядка дифракции осуществляется изменением угла между двумя пучками, освещающими голограмму [18].

В методе двукратного экспонирования можно также «несущую» частоту опорной голограммы сделать в  $n$  раз ( $n = 2, 3, \dots$ ) больше «несущей» частоты объектной голограммы, а голограмму освещать одним пучком [19]. Недостаток такого метода в том, что невозможно получить произвольную настройку интерференционных полос.

Компенсация аберраций и произвольная настройка интерференционных полос может быть реализована при использовании схемы обработки совмещенных голограмм, приведенной на рис. 2 [20]. Несущие частоты на

голограммах опорной 1 и объектной 2 равны соответственно  $v_1 = \sin \alpha_1 / \lambda_0$  и  $v_2 = \sin \alpha_2 / \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина волны источника, используемого при регистрации голограмм. С опорной голограммы 1 в  $n$ -й порядок дифракции распространяется волна под углом  $n\alpha_1$  с aberrациями системы регистрации, равными  $n\psi$ , проходит голограмму 2 и возвращается обратно зеркалом 3 под углом  $n\alpha_2$ . При дифракции волны на голограмме 2 в  $n$ -й порядок восстановится волна свободная от aberrаций системы регистрации. Эта волна интерферирует с волной, прямо прошедшей голограммы 1, 2 и возвращенной зеркалом 4 обратно. Настройку на конечные полосы получают наклоном зеркала 4. Для повышения контраста интерференционных полос интерферирующие волны выводятся полупрозрачной пластиной 5 из схемы обработки.

**3. Перезапись голограмм.** Увеличение чувствительности при использовании высших порядков дифракции на голограмме практически ограничено  $\pm 7$ -ми порядками дифракции. Ограничение связано с уменьшением интенсивности и возрастанием шумов в высших порядках дифракции.

В работе [21] был предложен метод последовательной перезаписи интерферограмм, основанный на фильтрации  $\pm$  первых порядков дифракции. При этом было достигнуто увеличение чувствительности в 8 раз, но

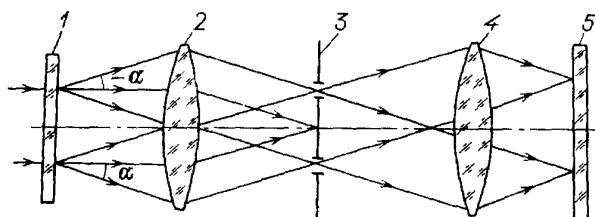


Рис. 3. Оптическая схема перезаписи голограмм одним пучком света. 1 — исходная голограмма, 2, 4 — объективы телескопической системы, 3 — диафрагма, 5 — вторичная голограмма

без компенсации aberrаций. Более общий способ перезаписи голограмм при использовании  $\pm n$ -х порядков дифракции света (рис. 3) и компенсацией aberrаций оптической системы регистрации и перезаписи голограмм был предложен в работе [22]. Исходная объектная голограмма 1 освещается плоской волной. С голограммы под углами  $\pm\alpha$  восстанавливаются волны  $\pm n$ -х порядков дифракции, которые объективом 2 фокусируются в плоскость Диафрагмы 3 с двумя отверстиями, выделяющими эти два порядка. В плоскости 5 регистрируется вторичная голограмма при интерференции комплексно сопряженных волн

$$A_B = \exp [in (\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + \varepsilon + \varphi)], \quad A_B^* = \exp [-in (\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + \varepsilon + \varphi)].$$

Распределение интенсивности на вторичной голограмме имеет вид

$$I(\mathbf{r}_1) \propto 1 + \cos (2n\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1 + 2n\varepsilon + 2n\varphi). \quad (3.1)$$

Если эту вторичную голограмму установить на место первичной голограммы 1 (см. рис. 3) и вновь осветить плоской волной, то с этой голограммы под углами  $\pm 2\alpha$  восстановятся две волны:

$$A_{B1} = \exp [i2n (\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + \varepsilon + \varphi)], \quad A_{B1}^* = \exp [-i2n (\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + \varepsilon + \varphi)].$$

Для комплексно-сопряженных волн изменение фазы, обусловленное объектом,  $2n\varepsilon$ , но и aberrации  $2n\varphi$ . При интерференции этих волн в плоскости 5 образуется новая голограмма. Если этот процесс повторить  $N$  раз, то амплитудный коэффициент пропускания последней голограммы имеет вид

$$\tau_0(\mathbf{r}_1) \propto 1 + \cos [(2n)^N (\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1) + (2n)^N \varepsilon + (2n)^N \varphi]. \quad (3.2)$$

Аналогичным образом  $N$  раз перезаписывается опорная голограмма, амплитудный коэффициент пропускания которой равен:

$$\tau_r(\mathbf{r}_1) \propto 1 + \cos [(2n)^N (\mathbf{k}'_0 \mathbf{r}_1) + (2n)^N \varphi]. \quad (3.3)$$

Объектная и опорная голограммы пространственно совмещаются и освещаются одним или двумя пучками. Распределение интенсивности в результирующей интерференционной картине имеет вид:

$$I_i^*(\mathbf{r}_1) \propto 1 + \cos [(2n)^N (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}'_0) \mathbf{r}_1 + (2n)^N \varepsilon]. \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) описывает интерферограмму с увеличением чувствительности в  $(2n)^N$  раз при компенсации aberrаций оптической системы записи и перезаписи голограмм. После определенного числа циклов перезаписи частота полос на вторичных голограммах возрастает и объектив 4 (рис. 3) виньетировывает порядки дифракции. Этот фактор ограничивает число циклов перезаписи и, следовательно, ограничивает возможности повышения чувствительности. Автором работы [22] получено повышение чувствительности в 24 раза при компенсации aberrаций. Это ограничение снимается, если голограмму 1 (рис. 4) освещать двумя плоскими волнами, распространяющимися под

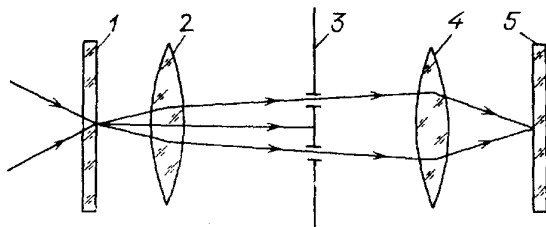


Рис. 4. Оптическая схема перезаписи голограмм двумя когерентными пучками света. 1 — исходная голограмма, 5, 4 — объективы телескопической системы, 3 — диафрагма, 5 — вторичная голограмма

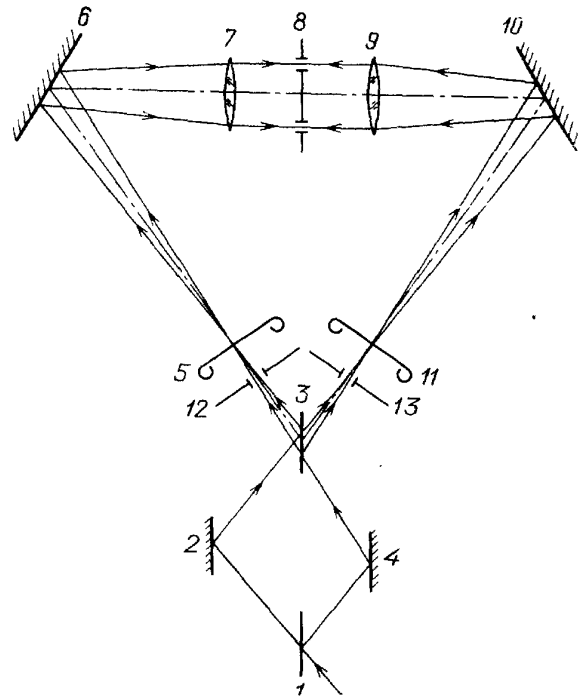


Рис. 5. Оптическая схема быстрой перезаписи голограмм. 1, 3 — светоделители, 2, 4, 6, 10 — зеркала, 5, 11 — голограммы, 12, 13 — затворы, 7, 9 — объективы телескопической системы, 8 — диафрагма

такими углами друг к другу, чтобы через диафрагму 3 проходили  $\pm n$ -е порядки дифракции под углами  $\pm \alpha/2$ . В этом случае вторичная голограмма 5 регистрируется с той же несущей частотой полос, что первичная. После  $N$  циклов перезаписи деформация волнового фронта возрастает в  $(2n)^N$  раз при неизменной несущей частоте полос на голограмме. При использовании такого метода при обработке спектральных голограмм чувствительность интерференционных измерений была увеличена в 512 раз [23]. Аналогичный метод был использован в работе [24] при обработке голограмм и получено 100-кратное усиление разности фаз.

На рис. 5 приведена принципиальная оптическая схема быстрой перезаписи голограмм при их освещении двумя пучками [25, 26]. В этой схеме две плоские волны освещают поочередно голограммы 5 и 11. Если первичная голограмма устанавливается в плоскости 5, то затвор 12 от-

крыт, а затвор *13* закрыт. В этом случае вторичная голограмма образуется при интерференции  $\pm n$ -х порядков дифракции света на голограмме *5* в плоскости *11*. Затем первичная голограмма убирается (или стирается), затвор *13* открывается, а затвор *12* закрывается, и вторичная голограмма *11* освещается теми же двумя пучками, которые использовались для освещения первичной голограммы. В плоскости *5* образуется третичная голограмма, а деформация волнового фронта, зарегистрированного на голограмме, увеличена. Перезапись объектной и опорной голограмм производится последовательно, сохраняя их точное взаимное положение относительно оптической системы перезаписи.

Перезапись голограмм при их освещении двумя пучками можно проводить, используя источники когерентного излучения — лазеры. Однако в этом случае при перезаписи быстро возрастает когерентный фазовый

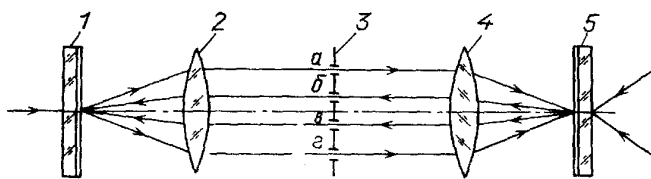


Рис. 6. Оптическая схема перезаписи голограмм при использовании одного некогерентного пучка и двух когерентных пучков. 1, 5 — голограммы, 2, 4 — объективы телескопической системы, 3 — диафрагма

шум. Для уменьшения этого шума предложен способ перезаписи голограмм при использовании некогерентного источника света (рис. 6) [27]. Объектная голограмма *1* освещается одним пучком от некогерентного источника света. В плоскости *5* регистрируется вторичная голограмма. При этом  $\pm n$ -е порядки дифракции света на голограмме *1* пропускаются отверстиями (*a*) и (*c*) диафрагмы *3*. На вторичной голограмме *5* несущая частота возрастает в  $2n$  раз. Вторичная голограмма *5* освещается с обратной стороны двумя когерентными пучками так, чтобы  $+n$ -й порядок дифракции одного пучка прошел через отверстие (*b*), а  $-n$ -й порядок дифракции другого пучка прошел через отверстие (*b*) диафрагмы *3*. Расстояние между отверстиями (*b*) и (*c*) выбирается в  $2n$  раз меньше расстояния между отверстиями (*a*) и (*c*). В этом случае первичная голограмма *1* стирается, и на ее месте регистрируется третичная голограмма с несущей частотой, равной несущей частоте исходной голограммы. Процесс перезаписи голограмм повторяется до получения нужного увеличения чувствительности.

В работе [28] проведено экспериментальное исследование факторов, ограничивающих возможности увеличения чувствительности при перезаписи голограмм одним пучком света от некогерентного и двумя пучками света от когерентного источника. В качестве некогерентного источника света использовалась кварцевая галогенная лампа накаливания КГМ 12-100 и когерентного гелий-неоновый лазер ЛГ-38. При увеличении чувствительности возрастают требования к точности совмещения опорной и объектной голограмм. При величине aberrаций  $(50-100) \lambda$  голограммы должны совмещаться с точностью  $3 \div 5$  мкм. Нарушение требований к точному совмещению голограмм, а также усадка фотоэмульсии при сушке голограмм приводят к остаточным aberrациям, искажающим интерференционную картину. Эти факторы и ограничивают возможности повышения чувствительности измерений. При увеличении чувствительности в 96 раз остаточные волновые aberrации не превышали  $0,5 \lambda$ , а при увеличении чувствительности в 192 раза остаточные волновые aberrации уже были  $2\lambda$ .



**4. Двухдлинноволновой метод.** Рассмотрим метод, позволяющий изменять чувствительность интерференционных измерений. Метод основан на регистрации голограмм (рис. 7, а) в двух длинах волн [29—32]. Двухдлинноволновой экспозиционный метод можно использовать для получения интерферограмм либо с пониженной, либо с повышенной чувствительностью. Для формирования объектных и опорных пучков (содержащих

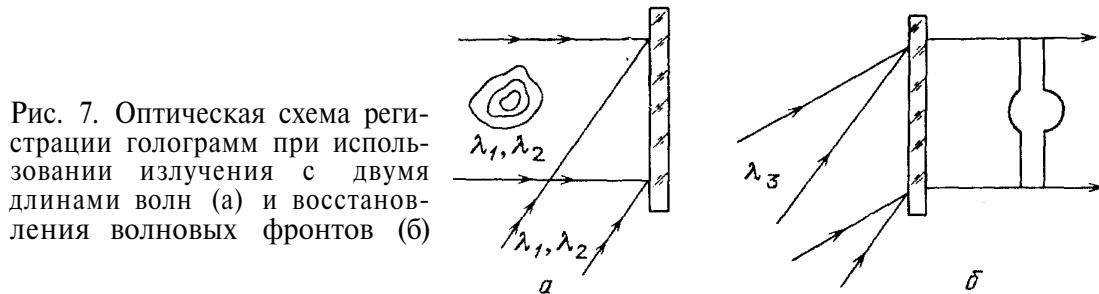


Рис. 7. Оптическая схема регистрации голограмм при использовании излучения с двумя длинами волн (а) и восстановления волновых фронтов (б)

свет двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) используются либо две линии одного лазера, либо два разных лазера. Амплитудное пропускание такой голограммы имеет вид [6]

$$\tau(\mathbf{r}_1) \propto 2 + \cos[(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{r1}) \mathbf{r}_1 + \varepsilon_1] + \cos[(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2}) \mathbf{r}_1 + \varepsilon_2], \quad (4.1)$$

где

$$\mathbf{k}_{01,2} = 2\pi/\lambda_{1,2} (\cos v_0 \cdot \mathbf{i} + \cos u_0 \cdot \mathbf{j})$$

— составляющие на плоскость голограммы волновых векторов объектных и опорных волн для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ :

$$\varepsilon_{1,2} = 2\pi\Delta R/\lambda_{1,2}, \quad (4.2)$$

$$\Delta R = \int_0^l (n(x, y, z) - n_0) dz$$

— оптическая разность хода, обусловленная исследуемой неоднородностью. Считаем, что среда не обладает дисперсией.

На этапе восстановления (рис. 7, б) голограмма освещается одновременно двумя пучками с длиной волны  $\lambda_3$ . Амплитуды восстанавливающих волн равны  $A_{c1} = \exp(i\mathbf{K}_{1c}\mathbf{r})$  и  $A_{2c} = \exp(i\mathbf{K}_{2c}\mathbf{r})$ . Если  $\mathbf{K}_{1c}$  и  $\mathbf{K}_{2c}$  выбраны так, что их составляющие на плоскости голограммы равны  $\mathbf{K}_{1c} = -(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{r1})$  и  $\mathbf{k}_{rc} = -(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2})$ , то по нормали к голограмме восстановятся две волны  $\exp(i\varepsilon_1)$  и  $\exp(i\varepsilon_2)$ . При интерференции этих волн распределение интенсивности

$$I_B \propto 1 + \cos(\varepsilon_2 - \varepsilon_1). \quad (4.3)$$

Используя (4.2), определим

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{eff}}} \Delta R, \quad (4.4)$$

где  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 - \lambda_2)$ . Таким образом, наблюдаемая интерферограмма идентична полученной при взаимодействии объектной и опорной волн на длине волны, равной  $\lambda_{\text{eff}}$ . Введем понятие коэффициента изменения чувствительности [3]

$$M_r = \frac{\lambda_1}{\lambda_{\text{eff}}} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2}. \quad (4.5)$$

Если амплитуды восстанавливающих волн равны  $A_{c1} = \exp(i\mathbf{K}_{1c}\mathbf{r})$  и  $A_{c2} = \exp(i\mathbf{K}_{2c}\mathbf{r})$ , причем составляющая  $\mathbf{K}_{3c}$  равна  $\mathbf{k}_{3c} = \mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2}$ , то по нормали к голограмме восстановятся две волны  $\exp(i\varepsilon_1)$  и  $\exp(-i\varepsilon_2)$ , при интерференции которых распределение интенсивности равно

$$I_B \propto 1 + \cos(\varepsilon_1 + \varepsilon_2). \quad (4.6)$$

В этом случае коэффициент изменения чувствительности  $M_r = (\lambda_1 + \lambda_2)/\lambda_2 > 1$ . В работе [33] показано, что еще больший диапазон изменения чувствительности можно получить, применив нелинейную регистрацию голограмм.

Будем освещать голограмму, записанную в двух длинах волн (см. рис. 4), двумя пучками так, чтобы в плоскости 5 получилась вторичная голограмма с амплитудным пропусканием

$$\tau \propto 1 + \cos(\mathbf{k}_r\mathbf{r}_1 + \varepsilon_1 - \varepsilon_2), \quad (4.7)$$

где  $\mathbf{k}_r$  определяет несущую частоту полос вторичной голограммы. Если к этой вторичной голограмме применить метод последовательной перезаписи в  $\pm n$ -х порядках дифракции, то можно получить коэффициент изменения чувствительности, равный [6]

$$M_r = (2n)^N (\lambda_1 - \lambda_2) \lambda_2^{-1}.$$

**Компенсация аберраций.** Один из способов компенсации аберраций оптической системы заключается в регистрации голограммы-компенсатора в двух длинах волн [6, 34]. Голограмма-компенсатор регистрируется в отсутствие исследуемого объекта без перестройки оптической схемы.

Амплитудное пропускание опорной голограммы-компенсатора равно

$$\tau_1 \propto 2 + \cos[(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{r1})\mathbf{r}_1 + \varphi_1] + \cos[(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2})\mathbf{r}_1 + \varphi_2], \quad (4.8)$$

где  $\psi_1 = 2\pi\Delta R_a/\lambda_1$ ;  $\psi_2 = 2\pi\omega_a/\lambda_2$ ;  $\Delta R_a$  — разность хода, обусловленная несовершенством оптических элементов. Амплитудное пропускание объектной голограммы имеет вид

$$\tau_2 \propto 2 + \cos[(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{r1})\mathbf{r}_1 + \varepsilon_1 + \varphi_1] + \cos[(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2})\mathbf{r}_1 + \varepsilon_2 + \varphi_2]. \quad (4.9)$$

Осветим голограмму-компенсатор плоской волной. В первом порядке дифракции восстановятся две волны:  $\exp\{i[(\mathbf{K}_{01} - \mathbf{K}_{r1})\mathbf{r} + \varphi_1]\}$  и  $\exp\{i[(\mathbf{K}_{02} - \mathbf{K}_{r2})\mathbf{r} + \varphi_2]\}$ . Если эти две волны выделить с помощью пространственной фильтрации и зарегистрировать вторичную голограмму в плоскости, оптически сопряженной с исходной голограммой, то пропускание такой голограммы имеет вид

$$\tau_3 \propto 1 + \cos(\mathbf{k}_\Sigma\mathbf{r}_1 + \varphi_2 - \varphi_1) \quad (4.10)$$

где

$$\mathbf{k}_\Sigma = (\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{r1}) - (\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_{r2}).$$

Если аналогично перезаписать вторичную объектную голограмму, то ее пропускание

$$\tau_4 \propto 1 + \cos(\mathbf{k}_\Sigma\mathbf{r}_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 + \varphi_2 - \varphi_1). \quad (4.11)$$

На этапе получения результирующей интерференционной картины объектная и компенсирующая голограммы либо совмещаются, либо устанавливаются

ливаются в оптически сопряженные плоскости. В методе совмещенных голограмм объектная волна —  $\exp [i (\mathbf{K}_2 \mathbf{r} + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 + \varphi_2 - \varphi_1)]$  интерферирует с волной, восстановленной с голограммы компенсатора —  $\exp [i (\mathbf{K}_2 \mathbf{r} + \varphi_2 - \varphi_1)]$  с распределением интенсивности

$$I_B \propto 1 + \cos (\varepsilon_2 - \varepsilon_1). \quad (4.12)$$

Таким образом, фазовые искажения  $(\varphi_2 - \varphi_1)$  компенсированы.

Другой способ компенсации aberrаций состоит в размещении первичных объектной и компенсирующей голограмм, зарегистрированных одновременно на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  в оптически сопряженных плоскостях телескопической системы 2, 4 (см. рис. 1), причем голограммы регистрируются при нелинейных условиях и голограмма 1 освещается двумя когерентными пучками. С помощью фильтрующей диафрагмы можно, например, выделить волны  $\exp \{i [n (\mathbf{K}_{01} - \mathbf{K}_{r1}) \mathbf{r} + n\varphi_1]\}$  и  $\exp \{\pm i [m' (\mathbf{K}_{01} - \mathbf{K}_{r1}) \mathbf{r} + m'\varphi_2]\}$ , где  $n$  и  $m'$  — номера порядков дифракции. Эти волны освещают объектную голограмму 5, с которой по нормали восстановятся две волны:  $\exp (in\varepsilon_1)$  и  $\exp (\pm im'\varepsilon_2)$ , при интерференции которых образуется интерферограмма с распределением интенсивности

$$I_B \propto 1 + \cos (n\varepsilon_1 \mp m'\varepsilon_2). \quad (4.13)$$

Выражение (4.13) показывает, что чувствительность измерений можно регулировать в широких пределах, выделяя соответствующие порядки дифракции, при компенсации aberrаций оптической системы и произвольной настройке интерференционных полос. Недостатком такого метода являются остаточные aberrации, обусловленные элементами оптической системы 2, 4.

Метод двукратного экспонирования (с объектом и без него) на общий фоторегистратор позволяет избавиться от этого недостатка [6]. Перед вторым экспонированием значительно изменяется угол между объектным и опорным пучками. На этапе восстановления голограмма освещается одновременно двумя плоскими волнами (см. рис. 7, б). Поворачивая один из освещающих голограмму световых пучков, можно в  $n$ -м порядке дифракции ( $n = 1, 2, \dots$ ) совместить следующие волны:

- 1)  $\exp [in (\varepsilon_1 + \varphi_1)]$  и  $\exp (in \varphi_1)$ ;
- 2)  $\exp [in (\varepsilon_2 + \varphi_2)]$  и  $\exp (in \varphi_2)$ ;
- 3)  $\exp [-in (\varepsilon_{1,2} + \varphi_{1,2})]$  и  $\exp [in (\varepsilon_{1,2} + \varphi_{1,2})]$ ;
- 4)  $\exp [in (\varepsilon_2 + \varphi_2)]$  и  $\exp [in (\varepsilon_1 + \varphi_1)]$ .

При интерференции указанных пар волн получаются интерференционные картины с изменяемой чувствительностью. Варианты 1) и 2) соответствуют обычным интерферограммам, зарегистрированным на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Вариант 3) — с увеличением чувствительности в  $2n$  раз. Интерференционные картины 4) имеют коэффициенты изменения чувствительности  $M_{r3} = n (\lambda_2 - \lambda_1) / \lambda_2$ , но с остаточными aberrациями —  $n (\varphi_2 - \varphi_1)$ . Если использовать волны, испытавшие двойную дифракцию [17]  $A_{-n\lambda_1, n\lambda_1} = \exp (in\varepsilon_1)$  и  $A_{-m\lambda_2, m\lambda_2} = \exp (in\varepsilon_2)$ , то можно получить интерференционную картину с коэффициентом изменения чувствительности  $M_{r3} = n (\lambda_2 - \lambda_1) / \lambda_2$ , но с компенсацией aberrаций.

Голографическая интерферометрия в двух длинах волн может использоваться для контроля оптических деталей в реальном времени [35] (рис. 8). Обычная интерферометрия может быть неприменима из-за большой разности фаз, вносимой контролируемой деталью. В этом случае контролируемая деталь 1 просвечивается излучением с длиной волны  $\lambda_1$ , и в плоскости 2 регистрируется голограмма. Несущая частота полос на

голограмме  $v = \sin \alpha_1 / \lambda_1$ ,  $\alpha_1$  — угол между объектной и опорной волнами (длина волны  $\lambda_1$ ). На втором этапе эта же деталь просвечивается на длине волны  $\lambda_2$ , а угол между объектным и опорным пучком изменяется до величины  $\alpha_2 = \arcsin (\lambda_2 \sin \alpha_1 / \lambda_1)$ . В этом случае по нормали к голограмме восстановятся две волны:

$$\exp \frac{i2\pi\Delta R}{\lambda_1}, \quad \exp \frac{i2\pi\Delta R}{\lambda_2}.$$

В плоскости 5 образуется интерференционная картина, которая идентична интерферограмме, получаемой при просвечивании детали на длине волны

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}. \quad (4.14)$$

В качестве фотоматериала удобно применять фотохромы, термопластики [36].

**5. Многоходовая интерферометрия.** Классическая интерферометрия с многократным прохождением пучка через изучаемый объект позволяет увеличить чувствительность интерференционных измерений и весьма

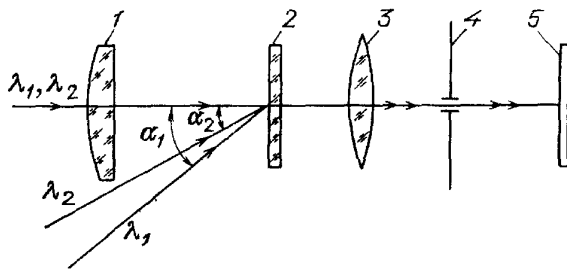


Рис. 8. Оптическая схема интерферометра для контроля оптических деталей на двух длинах волн в реальном времени. 1 — контролируемая деталь, 2 — голограмма, 3 — объектив, 4 — диафрагма, 5 — экран

полезна при контроле оптических деталей [5]. Основной недостаток классической интерферометрии — отсутствие компенсации аберраций оптической системы многопроходового интерферометра.

Многоходовая голографическая интерферометрия позволяет увеличивать чувствительность измерений и компенсировать аберрации оптических элементов [37, 38]. По методу, изложенному в работе [37], исследуемая неоднородность помещается между двумя полупрозрачными зеркалами, установленными параллельно на расстоянии  $L$  друг от друга. Объектный световой пучок, последовательно отражаясь от полупрозрачных зеркал, просвечивает неоднородность соответственно 1, 3, 5, ... раз. Разность хода между объектными и опорными пучками равна соответственно  $0, 2L, 4L, \dots$ . Если  $2L > l_K$ , где  $l_K$  — длина когерентности излучения лазера, то только первый из них при интерференции с опорным пучком образует голограмму. Если начальная разность хода между опорным и объектным пучками выбрана равной  $2L$ , то голограмма регистрируется при интерференции опорного пучка с объектным, просветившим неоднородность 3 раза. Если при помощи такой системы регистрируется обычная двухэкспозиционная голограмма, то имеет место трехкратное увеличение чувствительности; аналогично можно получить увеличение чувствительности в 5, 7, ... раз.

Если при многократном просвечивании объекта зарегистрировать голограмму однократного экспонирования при нелинейных условиях, то при использовании дифракции  $\pm n$ -х порядков можно получить увеличение чувствительности в  $2nm'$  раз, где  $m'$  — число прохождений пуч-

ка через объект [39]. Дальнейшее увеличение чувствительности возможно, если объектную голограмму многократно перезаписывать в  $\pm n$ -х порядках дифракции. В этом случае можно получить повышение чувствительности в  $m' (2n)^N$  раз [6].

Другой способ выделения волны, многократно прошедшей через исследуемую зону, состоит в том, что волны просвечивают объект под небольшим углом друг к другу. Это приводит к боковому смещению изображения источника света в фокальной плоскости приемного объектива. Это позволяет выбрать с помощью пространственной фильтрации волну, прошедшую объект заданное число раз и, наложив опорную волну, зарегистрировать интерференционную картину [38, 40]. Многократное просвечивание и пространственная фильтрация объектной волны могут осуществляться с помощью оптической системы из двух частично отражающих зеркал, расположенных под малым углом друг к другу. Этот метод позволяет получить интерферограммы с существенно более высоким контрастом полос, чем при использовании когерентной опорной волны, однако могут появиться погрешности, связанные с поперечным смещением лучей [3].

В работе [41] было предложено многократно просвечивать не исследуемый объект, а голограмму, на которой «заморожен» волновой фронт. Голограмма размещалась между зеркалами так, чтобы дифрагированный пучок, отражаясь от зеркал, возвращался обратно на голограмму. На

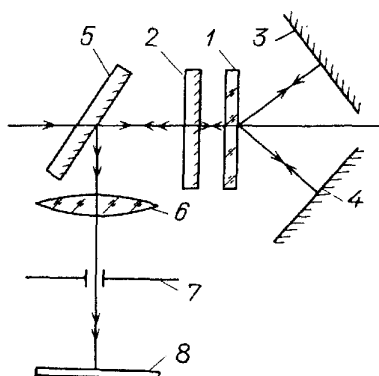


Рис. 9. Оптическая схема многопроходного голографического интерферометра. 1 — голограмма, 2 — полупрозрачные зеркала, 3, 4 — зеркала, 5 — полупрозрачная пластина, 6 — объектив, 7 — диафрагма, 8 — экран

рис. 9 изображена одна из схем, позволяющая увеличивать чувствительность измерений при компенсации неоднородностей подложки голограммы. Голограмма 1 устанавливается между полупрозрачным зеркалом 2 и зеркалами 3, 4. Причем зеркала 3, 4 размещаются в  $\pm 1$ -х порядках дифракции. Такая схема позволяет формировать две волны (при многократном просвечивании голограммы) с комплексно-сопряженными фазами, имеющими одинаковые искажения, обусловленные подложкой голограммы. Пучки, прошедшие зеркало 2, выводятся из системы полупрозрачной пластиной 5, фильтруются с помощью объектива 6 и диафрагмы 7, и в плоскости 8 наблюдается интерференционная картина с увеличенной чувствительностью.

**6. Электронный фазоизмерительный метод.** Актуальной задачей при обработке голографических интерферограмм является увеличение пороговой чувствительности и автоматизация процесса измерений. Обычный двухступенчатый процесс получения интерферограмм при восстановлении волновых фронтов с голограммы предполагает дальнейшую обработку интерферограмм, такую же как и в классической интерферометрии. Такая стандартная методика не позволяет в полной мере использовать пре-

имущества голографии. В голографической интерферометрии диффузно отражающих объектов был впервые использован электронный фазоизмерительный метод, обладающий высокой точностью измерения малых деформаций [42, 43]. В этом методе, получившем название гетеродинного, при записи голограммы используются два различных опорных пучка. При восстановлении голограммы также используются два пучка, однако частота одной из восстанавливающих волн сдвигается на небольшую величину. В этом случае интенсивность в восстановленной картине гармонически изменяется во времени. Необходимый сдвиг частоты можно осуществить, например, с помощью вращающейся дифракционной решетки [44], полуволновой пластинкой [45] или электрооптическим модулятором [4].

В работах [42, 43] сообщалось об измерении разности фаз с точностью  $0,004\lambda$ . В этих работах использовался ионный аргоновый лазер, а сдвиг частоты, составляющий около 100 кГц, вводился с помощью вращающейся решетки. Эта система была использована для определения прогибов, деформаций и изгибающих моментов.

В работе [46] было предложено гетеродинное устройство обработки голограмм, позволяющее изучать потоки низкой плотности, так как пороговая чувствительность гетеродинной обработки на два-три порядка выше по сравнению с обычными методами голографической интерферометрии. Голограмма регистрируется с помощью двух опорных пучков при двукратной экспозиции. В устройстве луч одночастотного лазера расщепляется светоделителем и с помощью акусто-оптических модуляторов сдвигается по частоте. Два восстанавливающих пучка с помощью зеркал под определенным углом освещают голограмму. С голограммы восстанавливаются объектная  $A_0$  и эталонная  $A_3$  волны, амплитуды которых имеют вид

$$\begin{aligned} A_0 &\propto \exp [i (\mathbf{K}_0 \mathbf{r} + \varepsilon + \varphi)] \exp (i\omega_0 t), \\ A_3 &\propto \exp [i (\mathbf{K}_3 \mathbf{r} + \varphi)] \exp (i\omega_3 t), \end{aligned} \quad (6.1)$$

где  $\varepsilon, \varphi$  — распределение фазы, обусловленное объектом и аберрациями оптической системы соответственно;  $\omega_0, \omega_3$  — круговые частоты объектной и эталонной волн;  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_3$  — волновые векторы.

При суперпозиции этих волн образуется картина, распределение интенсивности которой имеет вид

$$I \propto 2 \{1 + \cos [(k_0 - k_3) \mathbf{r} + \varepsilon + (\omega_0 - \omega_3) t]\}, \quad (6.2)$$

где  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_3$  — составляющие векторов  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_3$  на плоскость голограммы. Выражение (6.2) описывает бегущую интерференционную картину при настройке на полосы конечной ширины. Если в невозмущенное поле поместить фотоприемник, то им будет вырабатываться сигнал переменного тока, частота которого равна  $(\omega_0 - \omega_3)$ . Если в возмущенное объектом поле в какую-либо точку  $(x, y)$  установить второй фотоприемник, то им также будет вырабатываться сигнал переменного тока частоты  $(\omega_0 - \omega_3)$ , но сдвинутый по фазе на величину  $\varepsilon(x, y)$  по сравнению с сигналом первого фотоприемника. При сканировании вторым фотоприемником по возмущенной объектом зоне можно измерить распределение фазы объекта  $\varepsilon(x, y)$ . Роль сканирующего фотоприемника выполняет диссекторная камера, которая соединена с ЭВМ. ЭВМ контролирует процесс сканирования изображения в камере и хранит в памяти значения  $\varepsilon(x, y)$ .

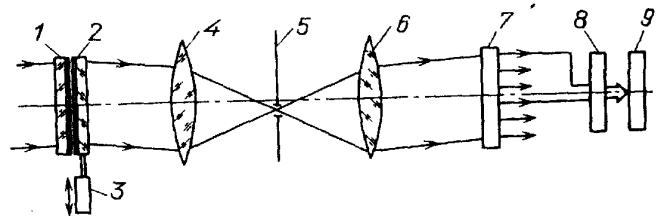
К достоинствам устройства следует отнести, кроме высокой пороговой

чувствительности измерений фазы  $\varepsilon(x, y)$ , удобство и быстроту автоматизированной обработки. К недостаткам — отсутствие визуального контроля характера течения. Кроме того, как следует из (6.2) разность фаз сигнала, измеряемого опорным и объектным фотоприемником фиксируется с точностью до  $2q\pi$  ( $q = \pm 1, \pm 2, \dots$ ). Это означает, что в случае присутствия в объекте скачков плотности (бóльших  $\lambda$ ), получаемые значения  $\varepsilon(x, y)$  следует корректировать.

Использование двух пучков на этапе регистрации и на этапе восстановления голограмм требует применения интерферометров и установок для обработки сложной конструкции. Кроме того, аберрации установки восстановления голограмм не компенсированы. Это ограничивает область применения метода.

В работе [47] предложен метод голографической гетеродинной обработки, не требующий использования двух пучков и акустооптических модуляторов и позволяющий компенсировать аберрации установки обработки голограмм. Суть предлагаемого способа поясняется (рис. 10). Опорная 2 и объектная 1 голограммы точно совмещаются друг с другом и

Рис. 10. Оптическая схема гетеродинной обработки двух совмещенных голограмм. 1, 2—объектная и опорная голограммы, 3—двигатель, 4, 6—объективы, 5—диафрагма, 7—матрица фотоэлементов, 8—электронная система, 9—ЭВМ



освещаются плоской волной. В фокальной плоскости объектива 4 производится фильтрация первого порядка дифракции света. Совмещение голограмм контролируется в оптически сопряженной плоскости 7 настройкой на бесконечно широкую интерференционную полосу. Одну из голограмм, например, опорную приводят в возвратно-поступательное движение с некоторой скоростью  $v$ . В плоскости 7 осуществляется с помощью фотоприемника преобразование светового сигнала в электрический, а с помощью электронной системы 8 измеряется разность фаз электрических сигналов. Опорная и объектная голограммы, зарегистрированные в одном голографическом интерферометре, имеют одинаковые аберрации при их точном совмещении, а их коэффициенты пропускания определяются выражениями

$$\tau_1 \propto 1 + \cos(2\pi vx + \varphi(x, y)), \quad (6.3)$$

$$\tau_2 \propto 1 + \cos(2\pi vx + \varphi(x, y) + \varepsilon(x, y)), \quad (6.4)$$

где  $x, y$  — координаты в плоскости голограммы, одна из осей которых перпендикулярна, а другая параллельна штрихам голограмм.

При освещении совмещенных голограмм одним опорным пучком и интерференции, восстановленных в первый порядок дифракции волн, компенсируются аберрации оптических систем, используемых как для записи голограмм, так и в процессе восстановления. В процессе восстановления совмещенных голограмм, одна из которых, например, опорная имеет в момент совмещения скорость  $v$ , в плоскости 7, оптически сопряженной с плоскостью совмещенных голограмм, модуляция интенсивности излучения в невозмущенной и возмущенной неоднородностью областях

рабочего поля определяется выражениями

$$I_H \propto 1 + \cos(2\pi\nu vt), \quad (6.5)$$

$$I_B \propto 1 + \cos(2\pi\nu vt + \epsilon). \quad (6.6)$$

Таким образом, изменение интенсивности во времени осуществляется с частотой  $(\nu v)$ . После преобразования светового сигнала в электрический измеряется разность фаз  $\epsilon$  между двумя электрическими сигналами, соответствующими возмущенной и невозмущенной областям, а абберации  $\phi$  компенсированы.

Аналогичный способ обработки может быть использован при размещении объектной и опорной голограмм в оптически сопряженных плоскостях телескопической системы. Одна из голограмм приводится в возвратно-поступательное движение. Такой метод сочетает преимущества метода увеличения чувствительности за счет использования нелинейных свойств голограмм с увеличением пороговой чувствительности, определяемой гетеродинной обработкой.

В работе [48] предложен голографический интерферометр с гетеродинной обработкой, позволяющий исследовать прозрачные среды в реальном времени. В выходной плоскости интерферометра регистрируется опорная голограмма. После фотообработки голограмма освещается двумя пучками — опорным и объектным с введенным исследуемым объектом и приводится в возвратно-поступательное движение. В выходной плоскости измеряется разность фаз между электрическими сигналами, один из которых вырабатывается стационарным фотоэлементом, установленным в невозмущенной объектом зоне, а другой вырабатывается фотоэлементом, который сканирует зону объекта. Этот способ при высокой пороговой чувствительности ( $\epsilon_{\min} < 0,04\pi$ ) позволяет в реальном времени автоматизировать процесс измерения разности фаз и компенсировать абберации интерферометра.

В работе [49] предложен интерферометр с гетеродинной обработкой, использующий метод двухдлинноволновой голографии для уменьшения чувствительности измерений при контроле асферических поверхностей в реальном времени. Уменьшение чувствительности позволяет сделать величину измеряемой разности фаз  $\epsilon < 2\pi$  и применить гетеродинную обработку интерференционных картин.

При изучении быстропротекающих процессов целесообразно использовать гетеродинную обработку оптически сопряженных голограмм (см. рис. 1). В этом случае голограммы 1 и 5 регистрируются с помощью интерферометра одновременно на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (с объектом и без него). Одна из голограмм приводится в возвратно-поступательное движение. Такой метод позволяет сочетать преимущества двухдлинноволнового метода регулировки чувствительности измерений с гетеродинной обработкой голограмм.

**7. Применения.** Голографические методы увеличения чувствительности позволили исследовать течение газа низкой плотности. В частности, используя метод нелинейной регистрации голограмм, авторам работы [50] удалось определить положение ударной волны от летящего шара при давлении 5 мм. рт. ст. на баллистической трассе.

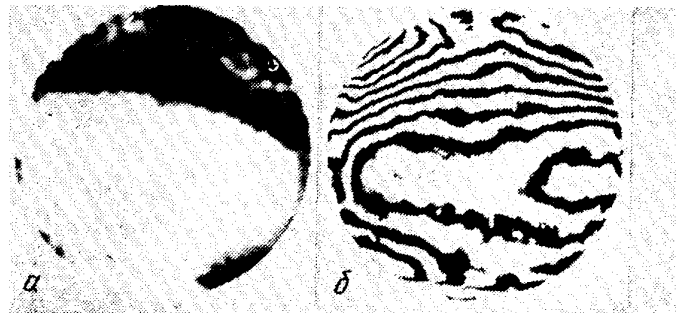
Развивая эти методы в [51, 52] определили не только положение ударной волны, но и распределение плотности во всем ударном слое. Голограммы регистрировались в интерферометре Маха—Цендера. Для полу-



чения интерферограмм применялся метод разнесенных, оптически сопряженных голограмм. Были получены интерферограммы при взаимодействии волн  $\pm 1$ -х и  $\pm 2$ -х порядков дифракции. Увеличение чувствительности использовалось при проведении исследований течения газа в ударной трубе [3]. Особенно эффективно при исследованиях газовых течений низкой плотности был использован голографический метод многократного просвечивания [3, 53, 54]. Он был применен при исследованиях процессов в отражающем сопле ударной трубы и на аэробаллистической трассе. В голографическом интерферометре, применяемом при исследованиях на баллистической трассе, опорный пучок формировался из объектного с помощью интерферометра поперечного сдвига. При одиннадцатикратном просвечивании исследуемого поля и использовании  $\pm 1$ -х порядков дифракции было получено увеличение чувствительности интерферограмм в 22 раза, что позволило провести количественный расчет плотности при давлении набегающего потока  $p = 2$  мм рт. ст.

Голографический метод повышения чувствительности интерференционных измерений, основанный на многократной перезаписи объектной и опорной голограмм, также использовался для изучения обтекания модели газовым потоком низкой плотности на баллистической трассе [22]. При увеличении чувствительности в 8 раз была получена интерференционная картина, пригодная для количественной обработки. В работе [55] с использованием метода перезаписи объектной и опорной голограмм был проведен контроль плоскопараллельности торцов тонкого стержня. Диаметр стержня составлял несколько миллиметров и обычными методами интерферометрии или гониометрами исследовать плоскопараллельность торцов стержня не представлялось возможным. На рис. 11, *а* приведена интерферограмма, полученная в интерферометре типа Маха — Цендера.

Рис. 11. Интерферограммы, характеризующие плоскопараллельность торцов тонкого стержня, с различной чувствительностью измерений и компенсацией aberrаций, *а* — Без увеличения чувствительности, *б* — С увеличением чувствительности в 8 раз



На рис. 11, *б* приведена восстановленная интерферограмма, полученная при совмещении перезаписанных объектной и опорной голограмм, с 16-кратным увеличением чувствительности, позволившая определить неплоскостность торцов контролируемого стержня. В этой же работе приведены результаты исследования качества изготовления прозрачной фазовой дифракционной решетки с 6-кратным увеличением чувствительности. Перезапись голограмм использовалась при изучении пространственного свивля в стеклянной подложке [56]. В работе применялось дискретное просвечивание объекта под различными углами. С голограммы восстанавливались все исходные волны, которые просвечивали свиль под различными углами. Перезапись голограмм производилась по схеме в  $\pm 1$ -х порядках дифракции, для выбранного дискретного направления просвечивания.

В [57] впервые методами голографической интерферометрии с увеличением чувствительности исследовано возникновение и развитие акусти-

ческих волн, появляющихся при фокусировке излучения лазера на рубине в кювету с раствором красителя-криптоцианина в этаноле. Схема экспериментальной установки включала импульсный лазер на рубине, вторая гармоника которого накачивала лазер на красителе. Излучение этого лазера использовалось для зондирования. Часть излучения первой гармоники рубинового лазера фокусировалась в пристеночную область кюветы с этанольным раствором криптоцианина, помещенной в одно из плеч интерферометра Маха — Цендера. Излучение лазера на красителе направлялось в многозеркальную оптическую линию задержки. Регистрировались голограммы при различных временных задержках между воздействующим и зондирующим импульсами излучения. Полученные с голограмм интерферограммы, приведенные на рис. 12, *a—в*, показывают зоны изменения показателя преломления в растворе красителя при воздействии

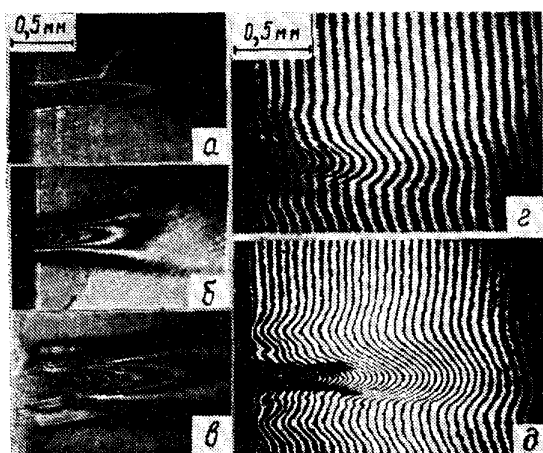


Рис. 12. Интерферограммы, показывающие зоны изменения показателя преломления в растворе красителя. *a—в* — Настройка на полосу бесконечной ширины: *a* — для  $\tau_3=0$ ; *б* —  $\tau_3=100$  нс; *в* —  $\tau_3=200$  нс. *г, д* — Интерферограммы, полученные с одной голограммы ( $\tau_3=200$  нс) без увеличения чувствительности (*г*) и с увеличением чувствительности в 4 раза (*д*)

на него излучения лазера на рубине для различных времен задержки. Для интерферограммы (см. рис. 12, *a*) временная задержка отсутствует. Интерферограммы (рис. 12, *б, в*) характеризуют изменение показателя преломления при задержках 100 и 200 нс соответственно. Интерферограммы (рис. 12, *г, д*) получены при перезаписи голограммы ( $\tau_3 = 200$  нс) и соответствуют коэффициентам чувствительности  $K = 1$  и  $K = 4$ . Интерферограмма с  $K = 4$  использовалась для количественной обработки и показала, что изменение показателя преломления в прогретой области  $\Delta n = -5 \cdot 10^{-3}$ . Как видно из интерферограмм (*a—д*), на границе раздела прогретой и холодной областей жидкости возникает цилиндрическая волна, скорость распространения которой  $1,5 \cdot 10^3$  м/с.

Голографическая двухдлинноволновая интерферометрия с уменьшением чувствительности использовалась для контроля качества изготовления поверхностей оптических деталей [35, 58—60]. На ранней стадии изготовления поверхность известна недостаточно точно для выполнения компенсационного контроля: результирующая интерферограмма содержит слишком много полос и их анализ невозможен. При использовании длинноволнового источника, позволяющего уменьшить чувствительность, возникают технические трудности. Двухдлинноволновая голография обеспечивает возможность использования видимого света для получения интерферограммы, идентичной той, которая возникает от длинноволнового источника. Как показано выше, полученная с двухдлинноволновой голограммы интерферограмма будет идентична той, которая регистрируется

при использовании источника с длиной волны

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}.$$

Применяя лазер на красителе с перестраиваемой длиной волны излучения, можно реализовать непрерывный ряд  $\lambda_{\text{eff}}$  [61]. Двухдлинноволновая голографическая интерферометрия использовалась для контроля шлифованного стеклянного зеркала и шлифованного гиперболического зеркала, покрытого лаком с  $\lambda_{\text{eff}} = 9,47$  мкм [5].

В работе [58] впервые предложено использовать двухдлинноволновую голографическую интерферометрию для контроля асферических зеркал. Чем меньше спектральный интервал ( $\lambda_1 - \lambda_2$ ) между используемыми для регистрации голограмм длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , тем больше коэффициент уменьшения чувствительности.

В [62, 63] использовался лазер на красителе с дисперсионным резонатором, включающим эталон Фабри — Перо и дифракционную решетку (ДР). У лазера с таким резонатором затруднена перестройка спектрального интервала между генерируемыми длинами волн и малая длина когерентности излучения.

В работах [64, 65] разработаны двухчастотные лазеры на красителях с плавно перестраиваемыми длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , которые использовались для двухдлинноволновой голографической интерферометрии. В этих лазерах использовался дисперсионный резонатор, содержащий ДР, установленную под скользящим углом падения, позволяющим получить полосу ширины плавно перестраиваемых линий генерации 0,002—0,01 нм.

При использовании монохроматического источника света для получения голограмм и интерферограмм газовых потоков серьезной проблемой является переход через скачок плотности (идентификация полос). С помощью двухдлинноволнового метода уменьшения чувствительности интерферограмм представляется возможным решить эту проблему экспериментально, не прибегая к численным расчетам. Для этого можно подобрать длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  так, чтобы при уменьшении чувствительности величина скачка плотности стала меньше  $\lambda$ . В этом случае скачок плотности (в долях интерференционной полосы) измеряется непосредственно по интерферограмме, а истинная величина скачка вычисляется с учетом коэффициента изменения чувствительности [6].

В работе [23] было предложено увеличивать чувствительность интерференционных измерений дисперсии показателя преломления в атомных средах при перезаписи спектральных голограмм в  $\pm 1$ -х порядках дифракции. Спектральные голограммы регистрировались в выходной плоскости спектрографа при использовании излучения лазера на красителе со связанным резонатором Майкельсона. При перезаписи спектральной голограммы паров атомов натрия использовались два когерентных пучка излучения гелий-неонового лазера. Исходная спектральная голограмма перезаписывалась 8 раз, что позволило получить рекордное увеличение чувствительности — 512 крат.

Голографический способ обработки спектроинтерферограмм был применен для увеличения чувствительности метода «крюков» Рождественского [66]. С этой целью на классической установке метода «крюков» были получены спектроинтерферограммы вблизи второго резонансного дублета рубидия. Частота интерференционных полос вблизи исследуемых линий поглощения была  $\sim 8$  лин/мм. Полученные спектроинтерферограммы перезаписывались в  $\pm 1$ -х порядках дифракции с целью увеличения чувств-

вительности. При увеличении чувствительности метода в 8 раз были получены интерференционные «крюки», при обработке которых получено отношение сил осцилляторов в дублете, совпадающее с наиболее достоверными данными. Эта работа показала перспективность голографического метода для изучения сил осцилляторов слабых переходов.

Метод увеличения чувствительности при перезаписи спектральных голограмм использовался для изучения нелинейного поведения дисперсии показателя преломления атомов неона, размещенных внутри резонатора Майкельсона лазера на красителе [67]. При повышении чувствительности в 16 раз был получен необычный — асимметричный ход дисперсии показателя преломления атомов неона вблизи линии поглощения ( $\lambda = 594,5$  нм), обусловленный резонансным взаимодействием атомов с сильным световым полем. На рис. 13, *а* приведена фотография исходной

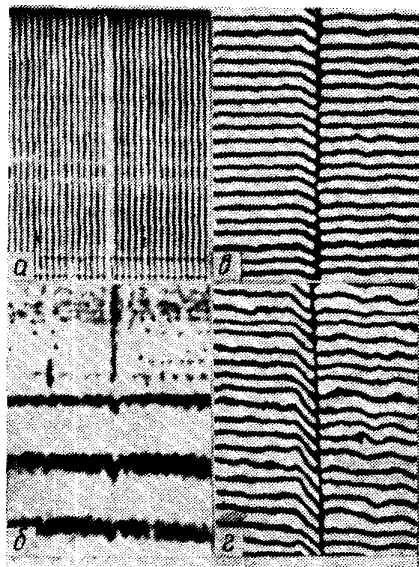


Рис. 13. Фотографии, полученные при апостериорной обработке спектроголограммы (*а* — фотография исходной спектроголограммы) и интерферограммы, полученные при обработке спектроголограмм (*б* — без увеличения чувствительности; *в, з* — с увеличением чувствительности в 8 и 16 раз)

спектральной голограммы, а на рис. 13, *б–з* — интерферограмм, полученных при обработке спектральных голограмм. На рис. 13, *б* — без увеличения чувствительности, на рис. 13, *в, з* — с увеличением чувствительности в 8 и 16 раз.

Спектр показателя преломления атомов бария в поле бихроматической накачки и атомов натрия в резонансном световом поле исследовался в работах [68, 69] при обработке спектральных голограмм с увеличением чувствительности интерференционных измерений.

Дисперсия показателя преломления на усиливающем переходе атомов неона ( $\lambda = 632,8$  нм) с увеличением чувствительности исследовалась в работе [70]. В эксперименте на усиливающем переходе наблюдался «переворот» кривой дисперсии по отношению к поглощающему переходу. Известно, что попытка наблюдения явления отрицательной дисперсии впервые была сделана Копферманом и Ладенбургом в 1928 г. и не увенчалась успехом из-за недостаточной чувствительности классического метода интерференционной спектроскопии.

Для увеличения чувствительности интерференционно-голографической диагностики плазмы низкой плотности одновременно использовались два метода: 1) переход в инфракрасный (ИК) диапазон, являющийся селективным способом увеличения чувствительности к измерению электронной концентрации; 2) использование для получения интерферограмм волн высших порядков, восстановленных нелинейно зарегистрированными го-

лограммами [71]. В работе [72] для исследования плазмы в лазерном факеле использовался метод увеличения чувствительности, основанный на перезаписи объектной и опорной голограмм, зарегистрированных в ИК диапазоне, в  $\pm n$ -х порядках дифракции, с компенсацией аберраций оптической системы записи и перезаписи голограмм. Этот метод идентичен предложенному в работе [22], с той разницей, что в [72] объектную и опорную голограмму регистрировали на общий фотоматериал.

Авторы выражают признательность М. А. Ельяшевичу за обсуждение результатов и высказанные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Зайдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы.— Л.: Наука, 1977.— Гл. 3.
2. Островский Ю. Н., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия.— М.: Наука, 1977.— Гл. 3.
3. Бекетова А. К., Белозеров А. Ф., Березкин А. Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов.— Л.: Наука, 1979.— Гл. 5, 9.
4. Вест Ч. Голографическая интерферометрия.— М.: Мир, 1982.
5. Оптический производственный контроль/Под ред. Д. Малакары.— М.: Машиностроение, 1985.— Гл. 12.
6. Зейликович И. С., Спорник Н. М. Голографическая диагностика прозрачных сред.— Минск: изд-во «Университетское», 1988.— Гл. 3.
7. Seigny L.//Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 78.
8. Bryngdahl O., Lohmann A. W.//J. Opt. Soc. Amer. 1968. V. 58. P. 141.
9. Мустафин К. С., Селезнев В. А., Штырков Е. И.//Опт. и спектр. 1970. Т. 28. С. 1186.
10. Matsumoto K., Takashima M.//J. Opt. Soc. Amer. 1970. V. 60. P. 30.
- [11] Bryngdahl O.//Ibidem. 1969. V. 59. P. 142.
12. Velzel C. H. F.//Opt. Commun. 1970. V. 2. P. 289.
13. Toyooka S.//Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 2014.
14. Tanner L. H.//Opt. and Laser Techn. 1972. V. 4. P. 281.
15. Спорник Н. М., Белозеров А. Ф., Бывальцев А. И. и др. Авторское свидетельство СССР 396540//Бюл. изобр. 1973. № 36.
16. Шатилов А. П., Мустафина Л. Г., Иванов В. Ф. и др.//Вопросы тепломассопереноса в энергетических установках.— М.: Энергия, 1974.— Вып. 19. С. 200.
17. Зейликович И. С., Ляликов А. М.//Опт. и спектр. 1987. Т. 63.—С. 425.
18. Fu Shufen, Chen Jianwen//Opt. Commun. 1988. V. 67. P. 417.
19. Мустафин К. С.//Материалы II Всесоюзной школы по голографии.— Л.: АН СССР, 1971.—С. 164.
20. Зейликович И. С., Ляликов А. М. Авторское свидетельство СССР 1500965//Бюл. изобр. 1989. № 30.
- [21] Швидер Д.//Материалы III Всесоюзной школы по голографии.— Л.: АН СССР, 1972.— С. 247.
22. Зейликович И. С.//Опт. и спектр. 1980. Т. 49. С. 396.
23. Зейликович И. С., Пулькин С. А.//Ibidem. 1982. Т. 53. С. 588.
24. Qin Keqi, Chen Jianwen, Wang Runwen//Чжунго цзигуан (кит.).— Chin. J. Lasers. 1987. V. 14. P. 420.
25. Зейликович И. С., Карнаухов Н. В., Сигов В. В. и др. Авторское свидетельство СССР 1330603//Бюл. изобр. 1987, № 30.
26. Зейликович И. С., Карнаухов Н. В., Сигов В. В. и др. Авторское свидетельство СССР 1401432//Бюл. изобр. 1988. № 21.
27. Зейликович И. С., Ляликов А. М., Сигов В. В. Авторское свидетельство СССР 1368624//Бюл. изобр. 1988. № 3.
28. Зейликович И. С., Ляликов А. М.//Опт. и спектр. 1989. Т. 67. С. 185.
29. Weigl F., Fridrich O., Dougal A. A.//Space Age News. 1969. V. 12. P. 21.
30. Varner J. R.//Appl. Opt. 1970. V. 9. P. 21.
- [31] Weigl F. A.//Ibidem. 1971. V. 10. P. 187.
32. Weigl F. A.//Ibidem. P. 1083.
33. Мустафин К. С., Селезнев В. А.//Опт. и спектр. 1972. Т. 32. С. 993.
34. Зейликович И. С., Ляликов А. М.//Ibidem. 1988. Т. 65. С. 1348.
35. Hilderbrand B. P., Haines K. A., Larkin R.//Appl. Opt. 1967. V. 6. P. 1267.
36. Kurtz R. L., Owen K. B.//Opt. Eng. 1973. V. 14. P. 333.

37. *Weigl F., Friedrich O. M., Dougal A. A.*//IEEE J. Quantum Electron. 1970. V. QE-6. P. 41.
38. *Polster H. D., Pastor J., Scott R. M.*//Appl. Opt. 1969. V. 8. P. 521.
39. *Белозеров А. Ф., Березкин А. Н., Иванов В. Ф. и др.* Авторское свидетельство СССР 551912//Бюл. изобр. 1978, № 9.
40. *Langenbeck P.*//Appl. Opt. 1967. V. 6. P. 1425.
- [41] *Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н. и др.*//ЖТФ 1987. Т. 57. С. 377.
42. *Dandliker R., Ineicheu B., Mottier F. M.*//Opt. Commun. 1973. V. 9. P. 412.
43. *Dandliker R., Elliason B., Ineichen B. et al.*//J. Opt. Soc. Am. 1974. V. 64. P. 1381.
44. *Stevenson W. H.*//Appl. Opt. 1970. V. 9. P. 649.
45. *Crane R.*//Ibidem. 1969. V. 8. P. 538.
46. *Hartlove J.*//Optics of Four Dimensions: Conference Ensenada, 1980.— New York, 1981.—P. 276.
47. *Зейликович И. С., Платонов Е. М., Чиграй В. В.* Авторское свидетельство СССР 1368851//Бюл. изобр. 1988. № 3.
48. *Toyooka S., Tanahashi T.*//Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 1460.
49. *Wyant J. C., Oreb V. F., Hariharan P.*//Ibidem. P. 4020.
50. *Березкин А. Н., Камач Ю. Э., Козловский Е. Н. и др.*//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 219.
- [51] *Березкин А. Н., Мудревская Н. П., Мустафина Л. Т. и др.*//ЖТФ. 1976. Т. 45. С. 1724.
52. *Belozarov A. F., Berezkin A. N., Mudrevskaya N. P. et al.*//Proc. of the 11th Intern. Congress on High Speed Photography.— London, 1974.— P. 301.
53. *Белозеров А. Ф., Березкин А. Н., Мустафина Л. Т. и др.*//Физические методы исследования прозрачных неоднородностей.— М.: МДНТП, 1977.
54. *Есина Н. В., Иванов В. Ф., Кутикова Н. П.*//Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 439.
55. *Зейликович И. С., Ляликов А. М.*//Оптикомех. пром. 1987. № 9. С. 31.
56. *Зейликович И. С., Платонов Е. М.*//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 317.
57. *Зейликович И. С., Ляликов А. М., Токер Г. Р.*//Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 481.
58. *Wyant J. C.*//APP. Opt. 1971. Т. 10. С. 2113.
59. *Zelenka J. S., Varner J. R.*//Ibidem. 1969. V. 8. P. 1431.
60. *Zelenka J. S., Varner J. R.*//Ibidem. 1978. V. 7. P. 2107.
- [61] *Schmidt W., Vogel A., Preubler D.*//Appl. Phys. 1973. V. 1. P. 103.
62. *Островский Ю. И., Танин Л. В.*//ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1756.
63. *Островская Г. В., Победоносцева Н. А.*//Ibidem. С. 1562.
64. *Зейликович И. С., Ляликов А. М., Спорник Н. М.*//КЭ. 1986. Т. 13. С. 1386.
65. *Зейликович И. С., Ляликов А. М.*//КЭ. 1989. Т. 16. С. 483.
66. *Зейликович И. С., Комаровский В. А., Пулькин С. А. и др.*//Опт. и спектр. 1984. Т. 57. С. 799.
67. *Ануфрик С. С., Зейликович И. С., Кукушкин В. Г. и др.*//КЭ. 1983. Т. 10. С. 2053.
68. *Гайда Л. С., Зейликович И. С., Пулькин С. А.*//Опт. и спектр. 1988. Т. 64. С. 695.
69. *Зейликович И. С., Комар В. Н., Пулькин С. А.*//Ibidem. С. 1159.
70. *Зейликович И. С., Пулькин С. А., Гайда Л. С.*//Ibidem. 1986. Т. 61. С. 1146.
- [71] *Комиссарова И. И., Островская Г. Ф., Филиппов В. Н. и др.*//ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 251.
72. *Апостол Д., Барбулеску Д., Комиссарова И. И. и др.*//ЖТФ. 1988. Т. 59. С. 2156.

Статья поступила 15.06.90 г.