

4. Morret-Baily J., Cadot J. Grilles de spectromètres a repartition aléatoire de figures géométriques identiques.— "C. r. Acad. sci.", 1966, t. 263, p. B681.
5. Горский С. М., Зверев В. А., Иванова Г. К. Повышение чувствительности спектрального анализа путем оптимальной фильтрации пространственных частот.— «Новая техника в астрономии», 1970, вып. 3, с. 67.
6. Dicke R. H. Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays.— "Astrophys. J.", 1968, vol. 153, p. 101.
7. Barret H. H., Horigan F. A. Fresnel zone plate imaging of gamma rays; theory.— "Appl. Opt.", 1973, vol. 12, p. 2686.
8. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Спектральный анализ в акустике, оптике и радиофизике с использованием модуляционного метода.— «Изв. высш. учебн. заведений. Радиофизика», 1967, т. 10, с. 1305.
9. Новик Д. А. К некоторым свойствам квазиголографической схемы научной фотографии. Система для одновременной регистрации преобразованных изображений, Фото, № 3, с. 90.
14. Алексеев А. И., Шереметьев А. Г., Тузов Г. И., Глазов Б. И. Теория и применение псевдослучайных сигналов. М., «Наука», 1969.
15. Jacquinot P., Roizen-Dossier B. Apodisation.— "Progress in Optics", 1964, vol. 3, p. 31.
16. Shurcliff W. A. Multi-slit double monochromator using no moving parts.— JOSA, 1949, vol. 39, p. 1048.
17. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Растровый монохроматор для видимой области спектра.— ОМП, 1973, т. 9, с. 19.
18. Киселев Б. А., Паршин П. Ф. Критерий сравнения спектральных приборов.— «Опт. и спектр.», 1964, т. 17, с. 440.
19. Дмитриевский О. Д., Непорент Б. С., Никитин В. А. Скоростная спектрофотометрия.— УФН, 1958, т. 64, с. 447.
20. Шоль Ж., Марфан Н., Мюнш М., Комбет П. Приемники инфракрасного излучения (пер. с франц.). М., «Мир», 1969.
21. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л., «Машиностроение», 1975.
22. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечин Н. О. Фотоэлектрические приборы. М., «Наука», 1965.
23. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Аберрации диспергирующих элементов в растровых спектрометрах.— ОМП, 1976, т. 4, с. 6.
24. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Растровый спектрометр нового типа.— Материалы I Советско-франц. симпозиума по спектр. приб. М., сентябрь 1976. М., изд. АН СССР, 1977.

*Поступила в редакцию 18 июля 1977 г.;
окончательный вариант — 30 марта 1978 г.*

УДК 535.2 : 535.317.1

Б. О. МАЙЕР, Д. И. СТАСЕЛЬКО
(Ленинград)

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ ФУНКЦИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Известно, что для решения задач, связанных с распространением частично-когерентных световых пучков, а также с их формированием оптическими системами, необходимо знать функцию пространственной когерентности (ФПК) излучения, включая ее модуль и фазу [1]. В общем случае когерентность излучения является пространственно-нестационарной функцией, зависящей не только от расстояния между рассматриваемыми точками поля, но и от значений их координат. Для характеристики таких полей необходима полная ФПК, включающая модуль и фазу степени когерентности между всеми точками поля.

В работе [2] было показано, что голограмма диффузного экрана в принципе способна одновременно зарегистрировать и фазу ФПК, и амплитуду волны, фаза ФПК которой известна. Как показано ниже, картина интерференции этих волн, возникающая при восстановлении различных участков голограммы, позволяет определить распределение фазы ФПК исследуемой волны.

Действительно, волновая функция изображения диффузного экрана, восстановленная малой областью такой двухэкспозиционной голограммы $[\Psi_{\Sigma}(r)]_q$, согласно [2], может быть представлена в виде

$$[\Psi_{\Sigma}(r)]_q = e^{i\Delta(r)} c(q) \{ \sqrt{I_1(q)I_1(r)} \gamma_1(q, r) + \sqrt{I_2(q)I_2(r)} \gamma_2(q, r) \}, \quad (1)$$

где q — обобщенная координата точки восстановления голограммы; r — обобщенная координата в плоскости диффузного экрана; $c(q)$ — комплексная величина, пропорциональная наклону зависимости амплитудного коэффициента пропускания от экспозиции (в случае нелинейной записи $c(q)$ является функцией координаты точки восстановления [4]); $I_1(r)$ — распределение интенсивности исследуемой волны во время экспозиции в плоскости диффузного экрана; $I_1(q)$ — распределение интенсивности этой волны в референтном пучке; $I_2(r)$ и $I_2(q)$ — соответствующие распределения для волны сравнения; $k = \omega/c$ — среднее значение волнового числа излучения, используемого при записи голограммы; $\Delta(r)$ — случайные изменения фазы, вносимые диффузным экраном; $\gamma_1(q, r)$ и $\gamma_2(q, r)$ — степень пространственной когерентности исследуемой волны и волны сравнения. Распределение интенсивности в изображении диффузного экрана имеет вид

$$\begin{aligned} [J_{\Sigma}(r)]_q = & |[\Psi_{\Sigma}(r)]_q|^2 = |c(q)|^2 I_2^2(q) \left\{ \frac{I_1(r)}{I_1(q)} |\gamma_1(q, r)|^2 z^2(q) + \right. \\ & \left. + \frac{I_2(r)}{I_2(q)} |\gamma_2(q, r)|^2 + 2z(q) \sqrt{\frac{I_1(r)I_2(r)}{I_1(q)I_2(q)}} |\gamma_1(q, r)| \times \right. \\ & \left. \times |\gamma_2(q, r)| \cos[\varphi_1(q, r) - \varphi_2(q, r)] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $\varphi_1(q, r)$ и $\varphi_2(q, r)$ — фазы ФПК исследуемой волны и волны сравнения соответственно; $z(q) = I_1(q)/I_2(q)$. Из выражения (2) следует, что для расчета косинуса разности фаз ФПК по картине интерференции этих волн необходимо знать величины $(I_1(r)/I_1(q)) |\gamma_1(q, r)|^2$ и $(I_2(r)/I_2(q)) |\gamma_2(q, r)|^2$, определяемые распределением интенсивности волн и модулем степени их пространственной когерентности. Эта информация может быть получена путем дополнительной записи каждого из волновых полей на отдельных голограммах I и II. В соответствии с методикой [3] указанные величины выражаются через измеряемые интенсивности как

$$(I_1(r)/I_1(q)) |\gamma_1(q, r)|^2 = [R_I(r)]_q; \quad (3)$$

$$(I_2(r)/I_2(q)) |\gamma_2(q, r)|^2 = [R_{II}(r)]_q, \quad (4)$$

где $[R_I(r)]_q = [J_I(r)/J_I(r_q)]_q$ — отношение интенсивностей изображения экрана в точках r и r_q при восстановлении голограммы исследуемой волны (I) через точку q ; $[R_{II}(r)]_q = [J_{II}(r)/J_{II}(r_q)]_q$ — аналогичное отношение при восстановлении голограммы волны сравнения (II). Координата

r_q в изображении соответствует точке голограммы, через которую производится восстановление. С учетом (3), (4) выражение (2) представим в виде

$$[J_{\Sigma}(r)]_q = |c(q)|^2 I_2^2(q) \{z^2(q) [R_I(r)]_q + [R_{II}(r)]_q + 2z(q) \sqrt{[R_I(r)]_q [R_{II}(r)]_q} \cos [\varphi_1(q, r) - \varphi_2(q, r)]\}. \quad (5)$$

Коэффициенты $|c(q)|^2 I_2^2(q)$ и $z(q)$ связаны между собой соотношением

$$[J_{\Sigma}(r_q)]_q = |c(q)|^2 I_2^2(q) \{1 + z(q)\}^2, \quad (6)$$

следующим из (5) при $r=r_q$ с учетом условия $\varphi_1(q, q) = \varphi_2(q, q) = 0$ [1]. Дополнительное соотношение для определения этих коэффициентов может быть получено в предположении, что интенсивность в одной из точек исследуемой волны ($r=r_0$) при записи голограмм равнялась нулю. Полагая в (5) $[R_I(r_0)]_q = 0$, находим, что

$$[J_{\Sigma}(r_0)]_q = |c(q)|^2 I_2^2(q) [R_{II}(r_0)]_q, \quad (7)$$

где $[R_{II}(r_0)]_q$ — отношение интенсивностей изображения экрана в точках r_0 и r_q при восстановлении голограммы волны сравнения через точку q . Исключая из (5) и (6) с помощью (7) величину $|c(q)|^2 I_2^2(q)$, находим, что

$$\cos [\varphi_1(q, r) - \varphi_2(q, r)] = \frac{\{1 + z(q)\}^2 [R_{\Sigma}(r)]_q - z^2(q) [R_I(r)]_q - [R_{II}(r)]_q}{2z(q) \sqrt{[R_I(r)]_q [R_{II}(r)]_q}}; \quad (8)$$

$$z(q) = \sqrt{\frac{[R_{II}(r_0)]_q}{[R_{\Sigma}(r_0)]_q}} - 1. \quad (9)$$

Здесь $[R_{\Sigma}(r)]_q = [J_{\Sigma}(r)/J_{\Sigma}(r_q)]_q$ — отношение интенсивностей изображения диффузора в точках r и r_q при восстановлении двухэкспозиционной голограммы через точку q .

Выражения (8), (9) позволяют рассчитать косинус разности фаз ФПК исследуемой волны и волны сравнения для любых пар точек. Информация о знаке разности фаз ФПК может быть получена, например, путем записи второй двухэкспозиционной голограммы $\tilde{\Sigma}$, если в один из пучков между экспозициями вводится разность фаз, равная $\pi/2$ [5]. Восстановление голограммы $\tilde{\Sigma}$ позволяет найти синус разности фаз ФПК, определяемый через измеряемые величины как

$$\pm \sin [\varphi_1(q, r) - \varphi_2(q, r)] = \frac{\{1 + z^2(q)\} [R_{\tilde{\Sigma}}(r)]_q - z^2(q) [R_I(r)]_q - [R_{II}(r)]_q}{2z(q) \sqrt{[R_I(r)]_q [R_{II}(r)]_q}}, \quad (10)$$

где знак «—» соответствует введению разности фаз $\pi/2$ в объектный пучок при записи исследуемой волны или в референтный пучок при записи волны сравнения.

Этот же результат может быть достигнут и без привлечения второй голограммы $\tilde{\Sigma}$, если, наряду с измерением косинуса разности фаз ФПК в точке r , провести измерение этой величины в некоторой точке r' , в которой фаза ФПК исследуемой волны близка к фазе в точке r , а фаза ФПК волны сравнения отличается на $\pi/2$:

$$\varphi_1(q, r) - \varphi_1(q, r') \ll \pi/2, \quad (11)$$

$$\varphi_2(q, r) - \varphi_2(q, r') \simeq \pi/2. \quad (12)$$

На практике этого можно достичь, если направить плоскую волну сравнения при записи двухэкспозиционной голограммы под углом к исследуемой волне.

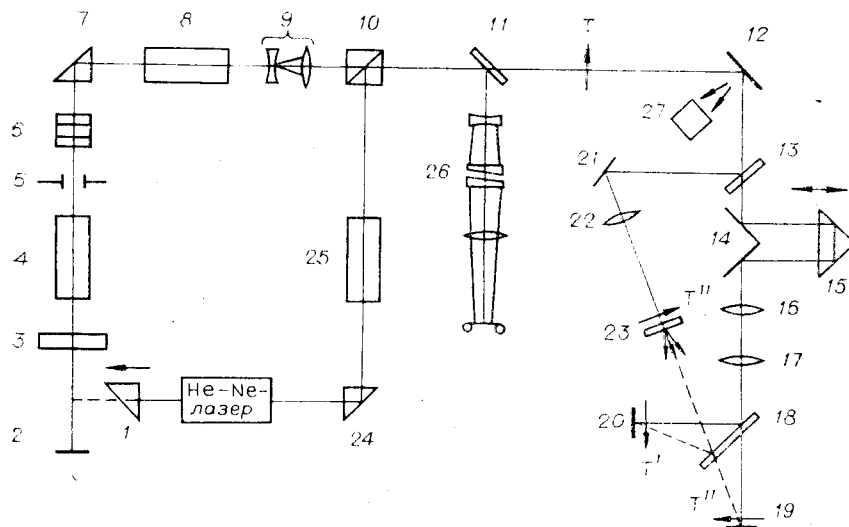


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — подвижная призма; 2 — глухое зеркало; 3 — кювета с раствором криптоцианина в спирте; 4 — рубиновый элемент; 5 — диафрагма \varnothing 1 мм; 6 — резонансный отражатель; 7, 24 — призмы; 8 — оптический усилитель; 9 — телескоп с увеличением $\Gamma=30^{\times}$; 10 — светоделительная призма; 11 — стеклянная пластина; 12, 14, 21 — зеркала; 13 — полупрозрачное зеркало; 15 — подвижная призма для выравнивания разности хода объектного и референтного пучков; 16, 17, 22 — линзы, проецирующие с пятикратным увеличением реперное перекрестие Т на голограммы и диффузный экран; 18 — полупрозрачное зеркало для регистрации одновременно двух голограмм диффузного экрана; 19, 20 — голограммы; 23 — диффузный экран; 25 — лазер ГОМ-1; 26 — эталон Фабри — Перо с базой 1 мм; 27 — фотоэлемент Ф-5.

дуемой, достаточно большим для выполнения условий (11), (12), и измерить интенсивность восстановленного изображения в исследуемой точке и в точке, смещенной на четверть периода образующейся интерференционной картины полос конечной ширины.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве волны сравнения использовалась плоская волна, сформированная на выходе вспомогательного рубинового одномодового лазера 2—8 с помощью телескопа 9 ($\Gamma=30^{\times}$). Направления распространения исследуемого волнового фронта лазера 25 (моноимпульсный лазер на рубине ГОМ-1) и волны сравнения совмещались светоделительной призмой 10, что соответствует получению интерферограмм ФПК в полосах бесконечной ширины. Для регистрации голограмм использовалась оптическая схема 13—23 [6], в которую в соответствии с изложенной методикой было введено дополнительное полупрозрачное зеркало 18, позволяющее, наряду с двухэкспозиционной голограммой 19, одновременно регистрировать голограммы 20 каждого из волновых фронтов по отдельности. Линзы 16, 17, 22 проецировали с пятикратным увеличением на диффузный экран 23 и голограммы 19, 20 реперное перекрестие Т, служащее для отсчета координат точек на голограммах и в восстановленных изображениях. Угол между объектным и референтным пучками составлял около 6° . Голограммы регистрировались на фотопленке ФП-ГВ2 с помощью фотоаппаратов, один из которых между импульсами генерации переводился на следующий кадр, и это позволяло регистрировать голограммы каждого волнового фронта отдельно. Для выполнения (7) небольшой участок диффузного экрана закрывался при записи исследуемого волнового фронта непрозрачным экраном. Спектр излучения обоих лазеров контролировался эталоном Фабри — Перо 26. В процессе эксперимента рубиновые элементы лазеров охлаждались проточной водой одинаковой температуры. При этом разность длин волн излучения лазеров не превышала 0,01 нм, что обеспечивало эффективную длину когерентности при записи двухэкспозиционной голограммы не менее 50 мм. Одним-

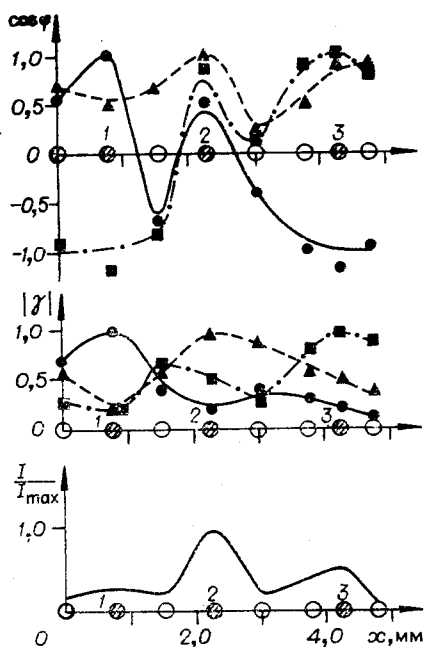


Рис. 2. Функция пространственной когерентности излучения лазера ГОМ-1 на расстоянии 4 м от торца, определенная относительно точек, показанных кружками:

● — относительно точки 1, ▲ — 2, ■ — 3.

ложенных вдоль диаметра пучка и обозначенных на рисунке кружками. Показано также распределение интенсивности в исследуемом сечении пучка лазера, построенное по данным этих же измерений с помощью методики [3]. Абсолютная погрешность определения косинуса разности фаз ФПК составляла $0,2 \div 0,3$ при ошибке измерения отношений интенсивностей, равной 6—10%.

Рассматривая рис. 2, можно отметить, что как фаза ФПК, так и модуль степени пространственной когерентности исследуемого волнового поля являются пространственно-нестационарными функциями. При этом по сечению пучка происходит значительное изменение рассмотренных величин, свидетельствующее о достаточно сложном модовом составе генерации лазера (для крайних точек $|\gamma|$ снижается до $0,1 \div 0,2$, а фаза ФПК изменяется на π).

В заключение отметим, что описанный метод может быть развит для измерения фазы функции временной когерентности. Для этого необходимо при записи голограмм расположить диффузный экран под малым углом к падающему пучку [7] и использовать в качестве волны сравнения излучение с известной функцией временной когерентности, например излучение одночастотного лазера.

Авторы выражают благодарность Ю. Н. Денисюку за поддержку и интерес к работе, А. В. Грозному и В. Л. Стригуну за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., ФМ, 1973.
2. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н. О влиянии структуры поперечных мод источника излучения на изображение, создаваемое голограммой.— «Опт. и спектр.», 1970, т. 28, вып. 2, с. 323.

пульсный режим генерации лазеров контролировался при помощи фотоэлемента 27 и запоминающего осциллографа. Восстановление голограмм проводилось по методике, описанной в [3].

Процедура измерения фазы ФПК произвольной пары точек q, r сводилась к следующему: на голограммах с помощью реперного перекрестия находили одну и ту же точку волновых полей q . После этого восстанавливали двухэкспозиционную голограмму через точку q и измеряли отношения интенсивностей диффузного экрана $[R_{\Sigma}(r)]_q$ и $[R_{\Sigma}(r_0)]_q$. Восстановление двух других голограмм через ту же точку q позволяло определить отношения интенсивностей $[R_I(r)]_q$, $[R_{II}(r)]_q$ и $[R_{II}(r_0)]_q$. Затем найденные величины использовались при расчете косинуса разности фаз ФПК согласно формулам (8), (9).

Результаты измерения фазы и модуля ФПК в ближней зоне лазера ГОМ-1 приведены на рис. 2. Диаметр диафрагмы в резонаторе лазера составлял 2,5 мм. ФПК определялась относительно точек, распо-

3. Стаселько Д. И., Воронин В. Б., Смирнов А. Г. Голографический метод измерения функций пространственной когерентности.— «Опт. и спектр.», 1973, т. 34, вып. 3, с. 561.
4. Biedermann K. A function characterizing photographic film that directly relates to brightness of holographic images.— "Optik", 1968, Bd 28, N 2, S. 160.
5. Gabor D., Goss W. P. Interference microscope with total wavefront reconstruction.— JOSA, 1966, vol. 56, N 7, p. 849.
6. Стаселько Д. И., Стригун В. Л. О записи голограмм диффузно рассеивающих объектов при помощи лазера на органическом красителе.— «Опт. и спектр.», 1975, т. 39, вып. 1, с. 170.
7. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г. О голографической регистрации картины временной когерентности цуга волн импульсного источника излучения.— «Опт. и спектр.», 1969, т. 26, вып. 3, с. 413.

Поступила в редакцию 24 июля 1978 г.

УДК 535.42 : 681.3

Т. П. КОСОБУРД, Ф. А. МАРКУС

(Горький)

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ СТРУКТУР И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ПАРАМЕТРОВ

В системы оптической обработки информации преобразуемые сигналы обычно вводятся в виде транспарантов либо с переменной прозрачностью, либо с переменной толщиной. Известно [1, 2], что поле на выходе из транспаранта, освещенного когерентным светом, самовоспроизводится в том случае, когда на транспаранте записан периодический сигнал; также было показано, что плоскости самовоспроизведения отстоят друг от друга на расстояниях $2L = 2\Lambda^2/\lambda$, где Λ — период записанного сигнала, а λ — длина волны света.

В настоящей работе получено распределение интенсивности в некоторых плоскостях, расположенных между плоскостями самовоспроизведения, наблюдающееся при просвечивании записей синусоидальных амплитудных и фазовых сигналов. Приведены результаты экспериментов и предложен способ определения параметров этих сигналов. Преимущество предлагаемого способа состоит в том, что параметры могут быть получены в той же оптической системе, которая используется для оптической обработки. Обычно для этой цели находится спектр исследуемого сигнала, но измерение спектра позволяет определить только средние характеристики записи сигнала.

Рассмотрим одномерную периодическую структуру $f(x)$ с периодом Λ . Функция $f(x)$ описывает либо изменение прозрачности транспаранта, либо изменение его толщины. Запись ограничена диафрагмой, расположенной в плоскости $z=0$ и имеющей прямоугольное отверстие длиной D . Если транспарант освещается плоской волной монохроматического света, то комплексная амплитуда волны на выходе модулирована функцией $f(x)$ либо по амплитуде, либо по фазе. Поле $S(x, 0)$ после транспаранта в пределах диафрагмы ($|x| \leq D/2$) запишется в виде

$$S(x, 0) = \begin{cases} Af(x) & \text{— для амплитудного сигнала,} \\ A \exp[if(x)] & \text{— для фазового сигнала,} \end{cases} \quad (1)$$

а для $|x| > D/2$ $S(x, 0)$ равно нулю (A — амплитуда падающей волны).