

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКЛ-ГОЛОГРАММ
В МНОГОМОДОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЛАЗЕРА

И. С. Клименко

Рассмотрено теоретически и исследовано экспериментально получение спекл-голограмм (сфокусированных голограмм интенсивности) в многомодовом лазерном излучении. Показано, что в случае непосредственного освещения объекта многомодовым лазерным пучком восстановленное изображение оказывается пространственно промодулированным структурой поперечных мод. Однако глубина пространственной модуляции относительно невелика, что позволяет считать качество изображения приемлемым. Дифракционная эффективность в пределах области голограммы, соответствующей произвольной поперечной моде, близка к максимальной и медленно уменьшается с ростом количества поперечных мод. При освещении объекта через диффузный рассеиватель пространственная модуляция в восстановленном изображении устраняется. С ростом количества генерируемых мод однородность освещенности в восстановленном изображении сохраняется, однако дифракционная эффективность спекл-голограммы (и каждой ее произвольно выбранной области) быстро падает.

В последние годы значительный интерес вызывают методы спекл-интерферометрии [1-3]. Эти методы основаны на фотографической регистрации в диффузно рассеянном когерентном излучении изображений объектов, пространственно промодулированных пятнистой структурой лазерного излучения (спекл-структурой), которая играет роль голографической пространственной несущей. Такие своеобразные голограммы, которые можно считать голограммами сфокусированных изображений без специально формируемого опорного пучка, восстанавливают изображение исходных диффузно рассеивающих объектов в направлении оси освещающего пучка произвольной формы и спектрального состава. Формирование таких изображений было обнаружено при изучении свойств обычных (внеосевых) голограмм сфокусированных изображений [4-5] незадолго до появления первых работ, посвященных собственно спекл-интерферометрии. Позднее физическая природа изображений, формируемых безопорными голограммами сфокусированных изображений (спекл-голограммами), была объяснена в [6], где обращалось внимание на то, что они являются голограммами интенсивностей.

В ряде работ [3, 7], посвященных применению методов спекл-интерферометрии, упоминается возможность регистрации спекл-голограмм в многомодовом излучении лазера, что позволяет существенно увеличить размеры исследуемых объектов. Эта возможность тесно связана с аналогичной особенностью голограмм сфокусированных изображений с опорным пучком, исследованной в работах [8-10]. Однако сколько-нибудь обстоятельного анализа процесса регистрации спекл-голограмм в многомодовом излучении до сих пор не проводилось.

В настоящей работе теоретически и экспериментально рассмотрены особенности спекл-голограмм, получаемых при освещении диффузно рассеивающих объектов пучком излучения лазера, генерирующего в многомодовом режиме, в том числе в случае, когда не производится предварительно диффузного рассеивания освещающего пучка.

Пусть плоский объект характеризуется функцией амплитудного отражения (пропускания) $T(x_0)$ — для сокращения записи пространственные координаты будем обозначать одной переменной. Комплексную амплитуду многомодового пучка, падающего на объект, находящийся на расстоянии z_0 от источника, аналогично [11, 12] запишем в виде

$$U(x_0, z_0, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m,n} P_m(x_0) S_{mn}(k) \exp[-i(kz_0 - \omega t)] dk, \quad (1)$$

где $P_m(x_0)$ — амплитудно-фазовое распределение в m -й поперечной моде, $S_{mn}(k)$ — амплитудно-фазовое распределение моды по спектру, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ — волновое число, λ — длина волны излучения, ω — круговая частота, c — скорость света, t — время.

Полагаем, что поле излучения, имеющееся на поверхности объекта, переносится оптической системой, формирующей изображение, в плоскость регистрации спекл-голограммы без искажений, т. е. имеем в плоскости регистрации x распределение амплитуд

$$U_{об.}(x, z, t) = C_1 \int_0^{\infty} \sum_{m,n} T_m^{(P)}(x) S_{mn}(k) \exp[ik\Delta(x)] \exp[-i(kz - \omega t)] dk. \quad (2)$$

Здесь $T_m^{(P)}(x) = T(x)P_m(x)$ — распределение света на объекте, представляющее собой его амплитудное отражение (пропускание), промодулированное структурой поперечных мод; $\Delta(x)$ — случайные изменения фазы, вносимые диффузно рассеивающей поверхностью объекта.

Отметим, что в силу диффузного рассеивания света объектом поле в плоскости спекл-голограммы представляет собой совокупность составляющих вида (2), характеризуемых определенным набором значений пространственных частот (направлений, под которыми они попадают в плоскость x). Для сокращения записи мы будем рассматривать одну составляющую этого пространственного спектра.

Пропускание зарегистрированной спекл-голограммы найдем в виде

$$\begin{aligned} \tau(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |U_{об.}(x, z, t)|^2 dt = C_2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) \times \right. \\ \left. \times S_{m'n'}^*(k') \exp[i(kz - k'z')] \exp[i(k\Delta - k'\Delta')] T_m^{(P)}(x) T_{m'}^{(P)*}(x) dkdk' \right] \times \\ \times \exp[-i(\omega - \omega')t] dt. \end{aligned} \quad (3)$$

Выполним интегрирование по времени, тогда

$$\begin{aligned} \tau(x) = C_3 \int_0^{\infty} \exp[ik(z - z')] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k) \times \\ \times \exp[ik(\Delta - \Delta')] T_m^{(P)}(x) T_{m'}^{(P)*}(x) dk. \end{aligned} \quad (4)$$

Примем во внимание, что спектры мод лазеров, работающих в непрерывном режиме, не перекрываются, т. е. излучение каждой моды образует независимую интерференционную картину; учтем также, что в сфокусированном изображении каждая поперечная мода пространственно изолирована, тогда

$$\tau(x) = C_4 \int_0^{\infty} \exp[ik(z - z')] \exp[ik(\Delta - \Delta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2 dk. \quad (5)$$

Поскольку изменения фазы, вносимые рассеивающей поверхностью объекта, малы ($\Delta \ll \lambda$), а интервал изменения k у лазера невелик ($k - k_0 \ll k_0$),

множитель $\exp [ik(\Delta - \Delta')] \approx \exp [ik_0(\Delta - \Delta')]$ может быть вынесен за знак интеграла по k , т. е.

$$\tau(x) = C_5 \int_0^{\infty} \exp [ik(z - z')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2 dk. \quad (6)$$

Функция $\Gamma(\Delta z) = \int_0^{\infty} \exp [ik(z - z')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 dk$ пропорциональна

функции временной когерентности лазерного источника. Поэтому с учетом пространственной и временной независимости различных мод на спекл-голограмме (6) можно привести к виду

$$\tau(x) = C_5 \Gamma(\Delta z) \sum_m |T_m^{(P)}(x)|^2, \quad (7)$$

так как перекрестные члены в сумме $\sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2$ выпадают.

Поскольку $\Gamma(\Delta z)$ не зависит от координат и, следовательно, не оказывает пространственной модуляции светового поля, выражение для восстановленной волны в плоскости спекл-голограммы (полагаем, что спекл-голограмма освещается плоской монохроматической волной с единичной амплитудой) с точностью до постоянного множителя равно

$$U_v(x) = \sum_m |T_m^{(P)}(x)|^2. \quad (8)$$

Суммарное поле представляет собой совокупность волн вида (8) в некотором интервале пространственных частот, определяемом рассеивающими свойствами объекта и геометрией регистрации спекл-голограммы [6, 14].

Таким образом, в случае, когда сфокусированная спекл-голограмма регистрируется в многомодовом излучении без предварительного диффузного рассеяния освещающего пучка, различные поперечные моды оказываются локализованными. В результате перекрестной интерференции в пределах каждой такой моды на соответствующем участке регистрирующего материала образуется высококонтрастная (в силу сохранения пространственной когерентности в пределах моды) структура, являющаяся сфокусированной спекл-голограммой. При восстановлении каждый участок такой голограммы воспроизводит изображение соответствующего участка объекта так, что наблюдатель видит изображение всего объекта, промодулированное пространственной структурой поперечных мод лазерного пучка, использовавшегося при регистрации [см. формулу (8)].

Если регистрация спекл-голограммы производится не строго в плоскости резкого изображения, а вблизи нее, то в результате диффузного рассеяния объектом излучения, соответствующего различным модам, световое поле в плоскости регистрации становится более однородным (заполняются пространственные промежутки между поперечными модами). Поэтому глубина пространственной модуляции восстановленного изображения объекта уменьшается, что и наблюдается экспериментально. Здесь следует отметить, что возможное в этом случае частичное взаимное перекрытие соседних мод не оказывает серьезного влияния — излучение каждой моды образует интерференционную микроструктуру независимо, а отсутствие специально формируемого опорного пучка исключает нежелательную ситуацию, когда произвольным образом накладываются друг на друга разные моды объектной и опорной волн.

В экспериментах по регистрации сфокусированных спекл-голограмм модовый состав излучения гелий-неонового лазера варьировался в широких пределах. При этом изменялась только пространственная частота модуляции восстановленного изображения, а глубина модуляции оста-

валась практически постоянной и не слишком большой. На рис. 1 приведена микрофотограмма снимка изображения диффузно отражающей тест-пластины, восстановленного спекл-голограммой, полученной в многомодовом излучении. На негатив была нанесена непрозрачная риска, которой соответствовало нулевое пропускание. Видно, что глубина пространственной модуляции изображения достигает 30%, т. е. степень однородности изображения для ряда практических случаев можно считать приемлемой. Отметим, что дифракционная эффективность с изменением модового состава излучения практически не меняется, поскольку излучение различных поперечных мод на спекл-голограмме не суперпонирует, а контраст интерференционной микроструктуры (спекл-картины) в пределах сечения каждой моды плоскостью фотопластинки остается постоян-

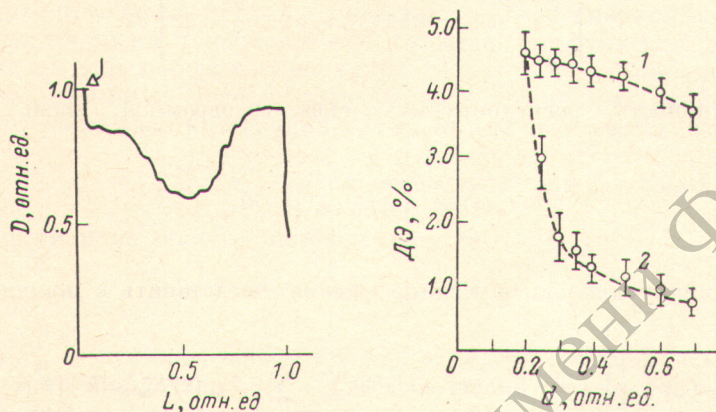


Рис. 1. Микрофотограмма изображения тест-объекта.

D — оптическая плотность, L — ширина диапозитива.

Рис. 2. Графики зависимости дифракционной эффективности (ДЭ) спекл-голограмм, полученных при освещении объекта непосредственно многомодовым пучком (1) и через диффузный рассеиватель (2), от размера диафрагмы (d), регулирующей модовый состав излучения.

ным. Оценка дифракционной эффективности проводилась для внеосевых спекл-голограмм, сформированных путем «блокировки» низких пространственных частот [13, 14].

Пространственную модуляцию изображений, восстанавливаемых спекл-голограммами, нетрудно исключить, производя предварительное диффузное рассеяние пучка, освещающего диффузно рассеивающий объект. В этом случае излучение различных мод практически равномерно распределяется по плоскости спекл-голограммы, но стационарная интерференционная картина образуется только излучением одной и той же моды.

Рассмотрим этот случай. Пусть пучок многомодового излучения, падающий на диффузный рассеиватель, описывается формулой вида (1). Световое поле на объекте после прохождения через диффузный рассеиватель запишем в приближении малых углов с помощью преобразования Фурье

$$U_{\mathcal{X}}(x_0, t) = C_1 \int_0^{\infty} \exp \left[ik \left(z_0 + \frac{x_0^2}{2z_0} \right) \right] \exp [-i(kz_{\mathcal{X}} - \omega t)] \sum_{m, n} S_{mn}(k) \times \\ \times \left[\int_{S_{\mathcal{X}}} P_m(\xi) \exp [ik\Delta(\xi)] \exp \left(ik \frac{x_0 \xi}{z_0} \right) d\xi \right] dk, \quad (9)$$

где x_0 — координата в плоскости объекта; ξ — координата в плоскости диффузора; $z_{\mathcal{X}}$ — расстояние от источника до диффузного рассеивателя; z_0 — расстояние от диффузного рассеивателя до объекта; $S_{\mathcal{X}}$ — площадь

диффузного рассеивателя, освещенного многомодовым пучком, по которой ведется интегрирование.

Поле на выходе объекта получим, умножая распределение (9) на функцию амплитудного пропускания объекта $T(x_0)$ (для упрощения записи считаем, что сам объект не является диффузно рассеивающим).

Полагаем, что распределение, имеющееся на выходе объекта, переносится изображающей системой в плоскость регистрации спекл-голограммы; тогда комплексная амплитуда в этой плоскости имеет вид

$$U_p(x, t) = C_2 \int_0^{\infty} \exp \left[ik \left(z_0 + \frac{x^2}{2z_0} \right) \right] \exp [-i(kz_A - \omega t)] \sum_{m,n} S_{mn}(k) T(x) \times \\ \times \left[\int_{S_A} P_m(\xi) \exp [ik\Delta(\xi)] \exp \left(ik \frac{x\xi}{z_0} \right) d\xi \right] dk. \quad (10)$$

Интенсивность, регистрируемую спекл-голограммой, вновь запишем в виде

$$I_p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |U_p(x, t)|^2 dt,$$

тогда ее амплитудное пропускание можно представить с помощью выражения

$$\tau(x) = C_3 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp [-i(k\eta - k'\eta')] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k') |T(x)|^2 \times \right. \\ \times \left[\int_{S_A} P_m(\xi) \exp [ik\Delta(\xi)] \exp \left(ik \frac{x\xi}{z_0} \right) d\xi \int_{S'_A} P_{m'}^*(\xi') \exp [-ik'\Delta'(\xi')] \times \right. \\ \left. \left. \times \exp \left(-ik' \frac{x\xi'}{z_0} \right) d\xi' \right] dk dk' \right\} \exp [-i(\omega - \omega')t] dt. \quad (11)$$

Здесь $\eta = z_0 + \frac{x^2}{2z_0} - z_A$ — оптическая длина пути. После выполнения интегрирования по времени

$$\tau(x) = C_4 \int_0^{\infty} \exp [-ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k') |T(x)|^2 \times \\ \times \left[\int_{S_A} P_m(\xi) \exp [ik\Delta(\xi)] \exp \left(ik \frac{x\xi}{z_0} \right) d\xi \int_{S'_A} P_{m'}^*(\xi') \times \right. \\ \left. \times \exp [-ik'\Delta'(\xi')] \exp \left(ik \frac{x\xi'}{z_0} \right) d\xi' \right] dk. \quad (12)$$

Вновь, как и при преобразовании формул (5) и (6), примем во внимание, что спектры различных мод не перекрываются, а также учтем, что $\Delta(\xi) \ll \lambda$, а $k - k_0 \ll k_0$; тогда

$$\tau(x) = C_5 \int_0^{\infty} \exp [-ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 |T(x)|^2 \times \\ \times \sum_m \left[\int_{S_A} P_m(\xi) \exp \left(ik \frac{x\xi}{z_0} \right) d\xi \int_{S'_A} P_m^*(\xi') \exp \left(-ik \frac{x\xi'}{z_0} \right) d\xi' \right] dk. \quad (13)$$

Заменяя интегрирование по площади диффузного рассеивателя интегрированием по бесконечным пределам, можно представить (13) в виде

$$\begin{aligned} \tau(x) = C_5 \int_0^{\infty} \exp[-ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 |T(x)|^2 \times \\ \times \sum_m [\mathcal{F}\{P_m(\xi)\} \mathcal{F}^{-1}\{P_m^*(\xi')\}] dk, \end{aligned} \quad (14)$$

где символами \mathcal{F} и \mathcal{F}^{-1} обозначены соответственно прямое и обратное преобразование Фурье.

Записывая выражение в квадратных скобках в виде произведения Фурье-образов, мы имеем также в виду, что при регистрации поля, описываемого Фурье-преобразованием, в виде пространственного распределения почернения на спекл-голограмме оно оказывается функцией координат, а величина k определяет стационарные геометрические параметры регистрируемой картины. Поэтому выражение в квадратных скобках может быть вынесено за знак интеграла по k . Если при этом учесть, что $\Gamma(\Delta\eta) = \int_0^{\infty} \exp[-ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 dk$ пропорциональна функции временной когерентности и не зависит от координат, то

$$\tau(x) = C_6 \Gamma(\Delta\eta) |T(x)|^2 \sum_m \{\mathcal{F}[P_m * P_m^*]\}, \quad (15)$$

где $P_m * P_m^*$ — функция автокорреляции. Здесь учтено, что произведение прямого и обратного Фурье-образов равно Фурье-образу функции автокорреляции. В соответствии со смыслом операции автокорреляции Фурье-образ функции автокорреляции представляет собой однородное пространственное распределение. Следовательно, выражение для восстановленной волны с точностью до постоянного множителя может быть получено в виде

$$U_B(x) = |T(x)|^2, \quad (16)$$

т. е. распределение амплитуд в плоскости спекл-голограммы пропорционально квадрату модуля функций амплитудного пропускания объекта без какой-либо пространственной модуляции.

Таким образом, при освещении объекта диффузно рассеянным многомодовым излучением распределение освещенности в восстановленном изображении является практически однородным — отсутствует пространственная модуляция, имеющая место при непосредственном освещении объекта многомодовым пучком. Следует, однако, отметить, что с ростом количества генерируемых мод контраст спекл-картины в области регистрации падает, что объясняется уменьшением степени когерентности излучения при «перемешивании» продольных и поперечных мод. Как известно, излучение, соответствующее каждой моде, образует независимую интерференционную картину, и такие картины накладываются друг на друга по всей площади спекл-голограммы. В результате имеет место падение дифракционной эффективности спекл-голограмм.

На рис. 2 приведены графики зависимости дифракционной эффективности спекл-голограмм от модового состава излучения, регулируемого размером диафрагмы в резонаторе гелий-неонового лазера, в случаях освещения объекта непосредственно многомодовым пучком (кривая 1) и через диффузный рассеиватель (кривая 2). Для измерения дифракционной эффективности были получены путем блокировки низких пространственных частот [13, 14] два набора внеосевых спекл-голограмм (сфокусированных голограмм интенсивности) тест-объекта, так что восстановленные изображения можно было отделить от восстанавливающего пучка. Измерение проводилось с помощью простого устройства, описанного

в [9]. В ходе измерения дифракционной эффективности узкий (неразведенный) одномодовый лазерный пучок направлялся в одну и ту же область голограмм, причем в случае, соответствующем получению кривой 1, этот пучок все время находился в пределах сечения одной моды.

Из рис. 2 следует, что в случае диффузного рассеяния освещающего пучка дифракционная эффективность падает значительно быстрее, чем при непосредственном освещении объекта. Этот результат нетрудно объяснить. Действительно, обеспечивая равномерную освещенность в восстановленном изображении, диффузное рассеяние пучка приводит практически к полному перемешиванию поперечных мод. При этом степень пространственной когерентности по всему сечению пучка становится постоянной, но заметно уменьшается. В отсутствие же рассеивателя степень пространственной когерентности в пределах каждой поперечной моды остается близкой к единице, хотя между собой моды некоррелированы. Таким образом, в зависимости от условий эксперимента в восстановленном изображении может быть обеспечена либо полная однородность поля, либо высокая дифракционная эффективность при неоднородной, но приемлемой освещенности. Эта возможность может быть использована при решении практических задач спекл-интерферометрии.

Автор благодарит Г. В. Скроцкого за обсуждение результатов.

Литература

- [1] J. A. Leendertz. *J. Sci. Instrum.*, 3, 214, 1970.
- [2] E. Archbold, J. M. Burch, A. E. Ennos. *Opt. Acta*, 17, 883, 1970.
- [3] E. Archbold, A. E. Ennos. *Opt. Acta*, 19, 253, 1972.
- [4] G. V. Brandt. *Appl. Opt.*, 8, 1421, 1969.
- [5] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян. *Опт. и спектр.*, 28, 556, 1970.
- [6] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Г. В. Скроцкий. *ДАН СССР*, 211, 571, 1973.
- [7] Н. Г. Власов, Ю. П. Пресняков. В сб.: *Квантовая электроника*, вып. 2 (14), 80, 1973.
- [8] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян. *Опт. и спектр.*, 31, 471, 1971.
- [9] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Г. В. Скроцкий. *Опт. и спектр.*, 33, 1139, 1972.
- [10] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Г. В. Скроцкий. *Квант. электрон.*, 4, 160, 1977.
- [11] Д. И. Стаселько, Ю. Н. Денисюк. *Опт. и спектр.*, 28, 323, 1970.
- [12] Д. И. Стаселько. В сб.: *Оптическая голография*, 4. «Наука», Л., 1975.
- [13] Н. Г. Власов, Ю. П. Пресняков, С. Н. Смирнова. *ЖТФ*, 43, 1104, 1973.
- [14] И. С. Клименко. *Матер. VI Всес. школы по голографии*, 355. Изд. ЛИЯФ, Л., 1974.

Поступило в Редакцию 3 мая 1979 г.
В окончательной редакции 20 ноября 1980 г.