



ОПТИЧЕСКАЯ  
ГОЛОГРАФИЯ

А К А Д Е М И Я    Н А У К    С С С Р  
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМЕ «ГОЛОГРАФИЯ»

550.3 + 550.89/1

# ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Под редакцией

чл.-корр. АН СССР  
Ю. Н. ДЕНИСЮКА

и канд. физ.-мат. наук  
Ю. И. ОСТРОВСКОГО

1437



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ЛЕНИНГРАД • 1975



Научный редактор  
канд. физ.-мат. наук Г. А. ГАВРИЛОВ

О  $\frac{10604-574}{055 (02)-75}$  29-75

© Издательство «Наука», 1975

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник содержит две большие статьи, посвященные регистрации быстропротекающих процессов методами оптической голографии, — работу Д. И. Стаселько, в которой излагаются вопросы импульсной голографии с рубиновым лазером, а также работу Г. В. Дрейден и Н. Е. Шедовой по импульсной резонансной голографической интерферометрии. Статьи содержат весьма обширный материал по голографической регистрации быстропротекающих процессов с помощью импульсных лазеров — рубинового и его второй гармоники, а также вынужденного комбинационного рассеяния. В них затронуты важнейшие вопросы импульсной голографии — исследование влияния пространственно-временной когерентности источника на голограмму, измерение когерентности различными, в том числе и голографическими, методами, исследование влияния движения объекта на голограмму и методов исключения этого влияния, оптимизация процесса записи и обработки голограммы, изучение свойств фотоматериалов при импульсной регистрации.

Разработанные методы успешно применены авторами для различных приложений — регистрации ансамблей движущихся частиц, получения голографического портрета, диагностики плазмы и ударных волн, изучения когерентных свойств различных источников.

Поскольку в настоящем сборнике оказалось возможным изложить все эти вопросы менее конспективно, чем в журнальных статьях, мы надеемся, что эта публикация окажется полезной для всех лиц, занимающихся оптической голографией и ее приложениями.

*Ю. Н. Денисюк, Ю. И. Островский*

Д. И. СТАСЕЛЬКО

## ОСОБЕННОСТИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА НА РУБИНЕ

### Введение

Настоящая работа посвящена исследованию вопросов, связанных с применением голографии для изучения быстропротекающих процессов. В отличие от фотографических методов, позволяющих зарегистрировать лишь распределение интенсивности излучения, голография открывает возможность полной регистрации волнового поля объекта, включая его фазу и амплитуду, что значительно увеличивает объем информации о структуре объекта [1—3]. Это особенно важно при исследовании быстропротекающих процессов и нестабильных объектов, так как информацию, заключенную в волновом фронте, можно записать за одну вспышку импульсного лазера, а затем изучать ее в течение неограниченного промежутка времени с помощью различных оптических средств [4].

Однако голографическая регистрация с помощью импульсных источников излучения отличается рядом особенностей, затрудняющих получение высококачественных голограмм. Изучение этих особенностей составляет содержание первой части работы. Проведенные исследования явились основой для разработки импульсной голографической установки, которая использовалась для решения важных практических задач — получения трехмерного портрета человека, а также записи пространственных распределений быстро движущихся потоков частиц. Результаты практического применения импульсной голографии представлены во второй части.

### I. Особенности регистрации голограмм с помощью импульсных источников излучения

#### § 1.1. Обзор литературы. Постановка задачи

Одним из наиболее существенных отличий голографии с использованием импульсного лазера является ограниченная пространственно-временная когерентность источника. Вместе с тем известно, что когерентность источника излучения относится к числу основных факторов, определяющих качество изображения, восстановленного голограммой. Действительно, голограмма представляет собой фотографическую запись интерференционной

картины, возникающей при сложении объектной и референтной волн. Качество же интерференционной картины, выражаемое ее контрастом, определяется в конечном итоге когерентностью используемого источника. Проблеме когерентности в голографии посвящен ряд работ. Рассмотрим основные предпосылки, положенные в их основу, и полученные результаты.

Работы по теории влияния пространственной когерентности источника излучения на голограмму можно условно разбить на две группы. В первой из них анализировались предельные случаи записи голограмм, когда объект освещается протяженным источником с определенным угловым размером, а референтный источник является точечным [5], либо же, наоборот, объект — точечный, а референтный источник сплошной [6]. Результатом работы [5] было установление факта, что ограниченная пространственная когерентность источника, освещающего объект, влияет на распределение яркости в восстановленном изображении — снижает его видимую яркость в соответствии с квадратом модуля функции пространственной когерентности точек объекта по отношению к референтной точке. В отличие от этого протяженный характер референтного источника вызывает ограничение эффективной площади голограммы и, следовательно, ее разрешающей способности [6].

Второй подход основывался на привлечении волновых уравнений и функции взаимной когерентности [7, 8]. В принципе такой путь решения является самым прямым и общим, однако его практическая реализация сильно затрудняется громоздкостью получаемых формул и сложностью извлечения из них результатов, полезных для эксперимента. Поэтому в работах [7, 8] удалось рассмотреть до конца лишь случай записи голограмм Фраунгофера в предположении пространственной стационарности функции взаимной когерентности, т. е. практически тот же случай точечного референтного источника и освещения объекта тепловым протяженным источником. Вывод авторов о влиянии ограниченной степени пространственной когерентности на голограмму совпал с результатом работы [5].

Влияние временной когерентности источника излучения на голограмму впервые рассматривалось в [9], где была дана оценка глубины картины стоячих волн, исходя из условия исчезновения контраста для крайних частот в спектре источника. В последующей работе [10] использовался математический аппарат, основанный на спектральном представлении поля излучения источника, и показано, что запись и восстановление голограммы источниками с конечной шириной спектра вызывает размазывание голографического изображения в продольном и поперечном направлениях. Этот эффект проявляется наиболее отчетливо в случае использования обычных тепловых источников, обладающих большой шириной спектра. Наконец, в [11] рассчитывалась видимость интерференционной картины, записанной на голограмме, в за-

висимости от разности хода объектного и референтного пучков для случая, когда источник генерирует от одной до пяти равноотстоящих частот. Было установлено, что контраст полос максимален, когда разность хода равна четному числу длин резонатора лазера и обращается в нуль, если длина резонатора укладывается в ней нечетное число раз.

Таким образом, в рассмотренных работах установлена связь между параметрами голограммы (яркость, разрешающая способность и глубина восстановленного изображения) и угловыми размерами и шириной спектра источника излучения. Следует, однако, отметить, что лазеры — основные источники излучения, используемые в настоящее время в голографии, — как правило, нельзя характеризовать ни значением углового размера, ни шириной спектра, ни числом генерируемых мод. Поэтому представлялось интересным разработать теорию, свободную от указанных предположений и учитывающую специфику записи голограмм с помощью лазера, излучающего произвольный набор продольных и поперечных мод в течение ограниченного промежутка времени. Построение такой теории составляет содержание следующего параграфа.

Наличие связи между яркостью восстановленного изображения и когерентностью источника позволяет использовать голограмму для измерения когерентных свойств оптических полей. Впервые такая возможность была показана в работе [12]. Общим недостатком схемы из [12], а также схем, предложенных в последующих работах [8, 13, 14], являлось то, что для регистрации полных функций пространственно-временной когерентности требовалось проводить ряд экспериментов при разных положениях референтной точки или сдвигах волновых фронтов и различных разностях хода между объектным и референтным пучками. На основе теории влияния модовой структуры лазера на голограмму в [15] был предложен метод, позволяющий исследовать полные функции пространственно-временной когерентности источников в одном эксперименте. Сущность метода и результаты его практической реализации изложены ниже в § 1.3.\*

Другая особенность голографии с использованием импульсного лазера заключается в том, что в ряде случаев невозможно полностью «заморозить» волновой фронт объекта за счет сокращения длительности импульса. Влияние движения объекта на голограмму наиболее подробно рассмотрено в работе [18], которая включает и результаты предшествующих работ. Анализ изменения разностей фаз, возникающих при перемещении точечного объекта за время экспонирования, показал, что контраст интерференционной картины на голограмме в случае равномерного прямолинейного движения снижается в соответствии с функ-

---

\* Один из вариантов этого метода был предложен в более поздних работах [16, 17].

цией  $\text{Sinc}\left[\frac{kv\tau}{2}(\cos\gamma - \cos\beta)\right]$ , где  $k$  — волновое число,  $v$  — скорость движения точечного объекта,  $\tau$  — время экспонирования,  $\gamma$  и  $\beta$  — углы, которые образует вектор скорости соответственно с направлением пучка, падающего на объект, и с направлением от объекта на голограмму. В результате движущаяся точка наблюдается в виде отрезка прямой линии (трека) длиной  $l=v\tau$  как и в обычной фотографии. Это приводит к смазыванию восстановленного изображения, что в большинстве случаев является нежелательным.\*

Методы исключения влияния движения объекта на голограмму, предложенные в ряде работ, основаны на использовании геометрии записи, при которой перемещение объекта приводит к минимальным фазовым набегам на голограмме [18, 19], формировании референтного пучка из излучения, отраженного от движущегося объекта [20—21], а также применении следящих систем, реагирующих на изменение интерференционной картины в плоскости голограммы [22, 23]. Существенным недостатком указанных методов является малость апертуры, в пределах которой может быть записана голограмма, что ограничивает разрешающую способность восстановленного изображения.

Влияние движения объекта на голограмму кратко рассмотрено в § 1.4. Там же изложен метод записи потоков быстро движущихся частиц в пределах апертуры порядка  $60^\circ$ .

К особенностям импульсной голографии следует отнести также поведение фотопластинок при освещении короткими импульсами света. Известно, что фотографические свойства эмульсий существенно меняются при переходе к коротким экспозициям (явление невзаимозаменяемости), при этом энергия, необходимая для достижения заданной плотности почернения, как правило, возрастает [25]. Кроме того, вследствие ограниченности энергии в импульсе лазера возникает задача оптимизации процесса записи и обработки голограммы с целью получения максимальных значений дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум. Эти вопросы рассмотрены в § 1.5.

#### § 1.2. Теория влияния модовой структуры источника излучения на голограмму [15, 26]

Рассмотрим процесс записи голограммы с помощью лазера, излучающего произвольный набор продольных и поперечных мод в течение ограниченного промежутка времени. Поле излучения в сечении  $x, y$  на расстоянии  $z$  от источника  $\Psi(x, y, z, t)$  представим как суперпозицию ряда мод, которые запишем в виде разло-

---

\* Данный эффект может быть использован для измерения скорости движущихся объектов, однако при этом снижается яркость изображения объекта (см. § 1.4).

жения в интеграл Фурье по спектру и обозначим индексами  $m, n, q$ :

$$\Psi(x, y, z, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m, n, q} b_{mn}(x, y) a_{mnq}(k) e^{-i(kz - \omega t)} dk, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\omega$  — круговая частота,  $c$  — скорость света.

В выражении (1) каждая из мод характеризуется амплитудно-фазовыми распределениями поля в поперечном направлении  $b_{mn}(x, y)$  и по спектру  $a_{mnq}(k)$ . При этом учтено, что поперечная структура мод не зависит от их аксиальных индексов. Для выяснения характерных особенностей влияния структуры мод на голограмму рассмотрим случай регистрации объекта, не имеющего собственной пространственной структуры — плоского диффузного экрана. Результаты, полученные при таком объекте, позволяющие учесть влияние степени пространственной когерентности источника для наиболее важных случаев получения голограмм (диффузный объект, прозрачный объект с диффузной подсветкой, регистрация сильно рассеивающих микрочастиц и т. д.). Кроме того, как будет показано далее, голограмму диффузного экрана можно использовать также для изучения когерентных свойств источников излучения.

Не нарушая общности, можно предположить, что референтный и объектный пучки, падая по нормали к голограмме и диффузному экрану, проектируют на них торец лазера. В соответствии с этим значения, которые принимает волновая функция излучения, рассеянного диффузным экраном, в плоскости самого экрана  $\Psi_s$ , а также значения волновой функции референтного луча в плоскости голограммы  $\Psi_r$  определим следующими выражениями:

$$\Psi_s(x, \eta, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m, q} b_m(x, \eta) a_{mq}(k) e^{ik\Delta(x, \eta)} e^{-i(kz_0 - \omega t)} dk, \quad (2)$$

$$\Psi_r(x, y, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m', q'} b_{m'}(x, y) a_{m'q'}(k') e^{-i(k'z_1 - \omega' t)} dk', \quad (3)$$

где  $x, \eta$  и  $x, y$  — координаты точек в плоскости экрана и голограммы,  $b_m(x, \eta) = b_{m'}(x, y)$  — функции распределения полей мод на торце генератора ( $z=0$ ),  $z_0$  и  $z_1$  — оптические пути от источника до экрана и голограммы соответственно,  $\Delta(x, \eta)$  — случайные изменения фазы, вносимые диффузным экраном, и для сокращения записи различные поперечные моды обозначены одним индексом  $m$ . Значения волновой функции излучения, рассеянного объектом, в плоскости голограммы найдем в приближении  $z_0 \gg x, \eta$  с помощью преобразования Фурье, применяя его к каждой монохроматической компоненте (2) и интегрируя полученный результат по спектру:

$$\Psi_0(x, y, t) = C_1 \int_0^{\infty} dk e^{ikz_0} e^{ik \frac{x^2}{2z_0}} e^{-i(kz_0 - \omega t)} \times \\ \times \sum_{m, q} a_{mq}(k) \int_{S_0} b_m(x, \eta) e^{ik\Delta} e^{-ik \frac{xx+y\eta}{z_0}} dx d\eta, \quad (4)$$

где  $C_1$  — постоянная комплексная величина;  $S_0$  — площадь экрана, освещенная источником;  $z_0$  — расстояние от экрана до голограммы. Складывая  $\Psi_0$  и  $\Psi_r$ , умножая их сумму на комплексно-сопряженную величину, а также производя интегрирование по времени, получим выражение для распределения энергии, воздействовавшей на фотопластинку за время экспонирования:

$$E_M(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} (|\Psi_0|^2 + |\Psi_r|^2) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0 \Psi_r^* dt + \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0^* \Psi_r dt. \quad (5)$$

Далее считаем, что амплитудное пропускание проявленной фотопластинки  $\tau_A$  пропорционально воздействию на нее энергии, и реконструкция производится монохроматической плоской волной  $\Psi_c = a_c e^{i\omega_c t}$ , падающей по нормали к голограмме. Восстановленную волновую функцию, соответствующую мнимому изображению, в плоскости голограммы находим, умножая второй член (5) на  $\Psi_c$ :

$$\Psi_P(x, y, t) = C_2 \Psi_c \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0 \Psi_r^* dt. \quad (6)$$

Подставляя в (6)  $\Psi_0$  и  $\Psi_r$  из (4) и (3), осуществляя обратное преобразование Фурье аналогично (4), а также выполняя интегрирование по времени, находим волновую функцию в плоскости фокусировки мнимого изображения  $z'_0 = -z_0 (k_c/k_0)$ , где  $k_0$  — среднее значение волнового числа излучения, используемого при записи голограммы.\*

$$\Psi_M(z', \eta', z'_0) = C_3 \int_0^{\infty} dk \sum_{m, q} \sum_{m', q'} a_{mq}(k) a_{m'q'}^*(k) e^{ik\xi} \times \\ \times \int_{S_r} dx dy b_{m'}^*(x, y) e^{ik \frac{xx'+y\eta'}{z_0}} \int_{S_0} b_m(x, \eta) e^{ik\Delta} e^{-ik \frac{xx+y\eta}{z_0}} dx d\eta, \quad (7)$$

здесь  $C_3$  — постоянная,  $\xi = z_0 - z_r + z'_0$  — разность хода между объектным и референтным пучками, а интегрирование производится по площади голограммы  $S_r$ , освещаемой при восстановлении.

\* Более подробно об аналогичных промежуточных операциях см. в работе [26].

Рассмотрим вид изображения, восстановленного малой площадкой голограммы, с координатами  $x_0, y_0$ , в пределах которой функция  $b_m^*(x, y)$  остается постоянной. В этом случае  $b_m^*(x, y) = b_m^*(x_0, y_0)$  можно вынести за знак интеграла по  $x, y$ . Если при этом пренебречь эффектами дифракции на краях площадки, то выражение (7) приводится к двойному преобразованию Фурье от функции  $b_m(x, \eta)e^{ik\Delta(x, \eta)}$ , в результате которого эта функция остается неизменной.\* Кроме того, учитывая, что изменения фазы, вносимые диффузным экраном, малы ( $\Delta(x, \eta) \leq \lambda$ ), а интервал изменения  $k$  для лазера невелик ( $k - k_0 \ll k_0$ ), выносим множитель  $e^{ik\Delta(x, \eta)} \approx e^{ik_0\Delta(x, \eta)}$  за знак интеграла по  $k$  и в результате получаем

$$\Psi_M(x', \eta') = C_3 e^{ik_0\Delta(x, \eta)} \times \int_0^\infty \left[ \sum_{m', q'} b_m^*(x_0, y_0) a_{m'q'}^*(k) \sum_{m, q} b_m(x, \eta) a_{mq}(k) \right] e^{ik\xi} dk. \quad (8)$$

Согласно выражениям (2) и (3), функции  $\sum_{m', q'} b_m^*(x_0, y_0) a_{m'q'}^*(k)$  и  $\sum_{m, q} b_m(x, \eta) a_{mq}(k)$  представляют собой амплитуды спектральных компонент колебаний поля в точках  $x_0, y_0$  и  $x, \eta$  голограммы и экрана. Отсюда следует, что функция, заключенная в скобках, имеет смысл взаимной спектральной плотности колебаний в точках  $x_0, y_0$  и  $x, \eta$ , а интеграл по  $k$  — смысл ненормированной взаимной функции когерентности источника  $\Gamma(x_0, y_0; x, \eta; \tau = \xi/c)$  (см., например, [24]). Учитывая это, представим (8) как

$$\Psi_M(x', \eta') = C_4 e^{ik_0\Delta} \Gamma(x_0, y_0; x', \eta'; \tau), \quad (9)$$

где  $C_4$  — постоянная величина. Производя стандартную операцию нормировки функции  $\Gamma(x_0, y_0; x', \eta'; \tau)$ , выразим ее через нормированную функцию взаимной когерентности  $\gamma(x_0, y_0; x', \eta'; \tau)$  [24]:

$$\Psi_M(x', \eta') = C_4 \sqrt{I(x_0, y_0) I(x, \eta)} e^{ik_0\Delta} \gamma(x_0, y_0; x', \eta'; \tau), \quad (10)$$

здесь  $I(x_0, y_0)$  и  $I(x, \eta)$  — интенсивности поля в плоскости голограммы и объекта во время экспозиции. С учетом (10) найдем распределение интенсивности в восстановленном изображении

$$I_M(x', \eta') = \Psi_M \Psi_M^* = C_M I(x, \eta) |\gamma(x_0, y_0; x', \eta'; \tau)|^2, \quad (11)$$

где  $C_M = |C_4|^2 I(x_0, y_0)$ . Следовательно, при наблюдении через малую область голограммы с координатами  $x_0, y_0$  видимая яр-

\* При этом мы пренебрегаем также эффектами зернистости изображения. Однако, если размеры рассматриваемой площадки не слишком малы, то искажения изображения, возникающие за счет этих эффектов, не играют существенной роли. Случай восстановления голограммы, требующий учета зернистой структуры изображения, рассмотрен в § 1.3.

кость восстановленного изображения оказывается промодулированной квадратом модуля функции пространственно-временной когерентности источника  $|\gamma(x_0, y_0; \kappa', \eta'; \tau)|^2$ . Как известно, степень пространственной когерентности является функцией положения двух точек волнового поля. В данном случае, когда на экран и голограмму проектируется торец лазера, эта функция определяет степень когерентности одной фиксированной точки торца  $x_0, y_0$  по отношению ко всем остальным его точкам  $\kappa', \eta'$ . Из формулы (11) непосредственно следует, что, меняя положение точки  $x_0, y_0$  (например, путем сканирования восстанавливающим пучком площади голограммы), можно определить степень взаимной когерентности между любыми точками источника в зависимости от всех четырех координат  $|\gamma(x, y; \kappa', \eta'; \tau)|^2$ . Таким образом, при использовании в качестве объекта плоского диффузного экрана полученные по данному методу голограммы можно рассматривать как своеобразные «портреты» функции пространственно-временной когерентности источника. Меняя условия эксперимента, можно наблюдать различные «ракурсы» этой функции. Так, при нормальном падении излучения на экран, когда  $\tau = \text{const}$ , регистрируется ее пространственная часть. Располагая экран параллельно потоку, можно выявить временную когерентность источника [26]. При произвольной ориентации экрана фиксируется смешанная функция когерентности между различными точками источника с различными временными сдвигами.

Формула (11) справедлива и в общем случае регистрации диффузного объекта произвольной формы, когда на него и голограмму проектируются произвольные сечения пучка излучения, распространяющегося от источника. В этом случае при наблюдении через ограниченные участки голограммы яркость восстановленного изображения объекта будет промодулирована квадратом модуля трехмерной функции пространственно-временной когерентности источника. Объект кажется «пятнистым», причем яркость и расположение пятен меняются в зависимости от выбора точки наблюдения.

До сих пор мы изучали изображения, создаваемые малыми областями голограммы. Рассмотрим теперь влияние модовой структуры источника в случае, когда область голограммы, освещаемая при восстановлении, имеет произвольные размеры. С этой целью вернемся к соотношению (7). Функцию  $b_m^*(x, y)$  в этом случае нельзя считать постоянной, однако выражение, стоящее в квадратных скобках, можно представить как преобразование

$$\text{Фурье от произведения функций } b_m^*(x, y) \text{ и } \int_{S_0} b_m(z, \eta) e^{ik\Delta} e^{-ik \frac{xx+y\eta}{z_0}} \times$$

$\times dx d\eta$ , последняя из которых в свою очередь является Фурье-образом функции  $b_m(z, \eta) e^{ik\Delta(z, \eta)}$ . Применим к выражению (7) теорему о спектре произведения двух функций и учтем, что в слу-

чае непрерывных и большинства импульсных лазеров спектры мод не перекрывают друг друга и, следовательно, различные моды образуют на голограмме независимые интерференционные картины. Математически последнее обстоятельство выражается в том, что при интегрировании (6) по времени появляются дельта-функции  $\delta(m-m', q-q')$  и двойное суммирование в (7) переходит в однократное. Произведя указанные операции, получаем, что

$$\begin{aligned} \Psi_M(z', \eta') &= C_5 \int_0^{\infty} dk \sum_{m,q} |a_{mq}(k)|^2 e^{ik\xi} \int_{-\infty}^{\infty} dx'' d\eta'' b_m(z'', \eta'') \times \\ &\times e^{ik\Delta(z'', \eta'')} \int_{S_T} b_m(x, y) e^{ik \frac{x(x'-x'')+y(\eta'-\eta'')}{z_0}} dx dy = \\ &= C_5 \int_0^{\infty} dk \sum_{m,q} |a_{mq}(k)|^2 e^{ik\xi} b_m(z', \eta') e^{ik\Delta} \otimes F\{b_m^*(x, y)\}, \quad (12) \end{aligned}$$

где значком  $\otimes$  отмечена операция свертки, а символом  $F$  — преобразование Фурье. Из формулы (12) видно, что амплитуда восстановленного изображения представляет собой сумму сверток распределений мод на объекте  $b_m(x, \eta)$  с преобразованиями Фурье от распределений полей соответствующих мод на торце лазера, которые, как известно, совпадают с распределениями полей этих мод в дальней зоне излучения. В соответствии со смыслом операции свертки из этого следует, что распределение амплитуд в восстановленном изображении повторяет распределение амплитуд на торце лазера таким образом, что картина распределения амплитуд каждой моды передается своей функцией рассеяния. Таким образом, изображение в отличие от одномодового случая является неизопланатическим, так как функция рассеяния зависит от того, какая мода освещает данную точку изображения. Отличается от первоначального и распределение света по полю такого изображения. Действительно, найдем распределение интенсивности в восстановленном изображении. При этом, как и в (8), вынесем  $e^{ik_0\Delta}$  за знак интегрирования по  $k$  и учтем, что

$$\Gamma(\xi) = \int_0^{\infty} \sum_{m,q} |a_{mq}(k)|^2 e^{ik\xi} dk \text{ пропорциональна функции временной}$$

когерентности источника [26] и не зависит от  $z'$ ,  $\eta'$ . В результате получаем

$$I_M(z', \eta') = C_6 \left| \sum_m b_m(z', \eta') e^{ik_0\Delta} \otimes F\{b_m^*(x, y)\} \right|^2, \quad (13)$$

где  $C_6 = |C_5|^2 |\Gamma(\xi)|^2$ . Сравним (13) с выражением для первоначального распределения интенсивности на торце лазера, которое в соответствии с принятым нами допущением о некогерентности различных мод можно записать в следующем виде:

$$I_T(x, \eta) = C' \sum_m |b_m(x, \eta)|^2 = \sum_m I_m(x, \eta), \quad (14)$$

где  $C'$  — некоторая постоянная. Нетрудно заметить, что (13) отличается от (14) наличием перекрестных членов, описывающих взаимную интерференцию различных мод. Это обстоятельство обусловлено тем, что все записанные на голограмме некогерентные между собой поля восстанавливаются излучением одного и того же когерентного источника.

Первоначальное и восстановленное изображения совпадают друг с другом только в случае, когда лазер генерирует одну поперечную моду. При этом (13) с точностью до постоянного множителя принимает следующий вид:

$$I_M(x, \eta) = |b(x, \eta) \otimes F\{b^*(x, y)\}|^2. \quad (15)$$

Полученная формула совпадает с известным выражением, описывающим процесс образования изображения при полностью когерентном освещении (см., например, [27]). Из нее следует, что голограмма формирует изображение подобно оптической системе, функция рассеяния которой совпадает с распределением поля моды в дальней зоне излучения. Если пренебречь эффектами дифракции на краях голограммы и положить  $F\{b^*(x, y)\} = B\delta(x' - x'', \eta' - \eta'')$ , где  $B$  — множитель, пропорциональный амплитуде данной моды, то распределение яркости в восстановленном изображении совпадает с распределением яркости на торце лазера  $I_M(x', \eta') = |b(x', \eta')|^2$ .

В случае генерации большого числа поперечных мод, а также, когда поля различных мод слабо перекрывают друг друга, распределение света в восстановленном изображении также напоминает первоначальное, хотя соотношения яркости между отдельными модами при этом несколько искажаются. Действительно, если моды не перекрываются, перекрестные члены в (13) отсутствуют. При генерации большого числа перекрывающихся друг друга мод перекрестные члены исчезают в силу случайного характера разностей фаз между модами. В обоих случаях (13) можно представить следующим образом:

$$I_M(x', \eta') = C' \sum_m |b_m(x', \eta') e^{ik_0 \Delta} \otimes F\{b_m^*(x, y)\}|^2. \quad (16)$$

Полагая, как и в (15),  $F\{b_m^*(x, y)\} = B_m \delta(x' - x'', \eta' - \eta'')$ , находим, что

$$I_M(x', \eta') = C' \sum_m |b_m(x', \eta')|^2 |B_m|^2 = C' \sum_m I_m(x', \eta') I_{m\Sigma}, \quad (17)$$

где  $I_{m\Sigma}$  — интегральные интенсивности мод. Таким образом, соотношения яркостей между различными областями восстановленного изображения изменяются пропорционально общим ин-

тенсивностям мод, освещающих эти области. В промежуточных случаях интерференция между изображениями, создаваемыми восстановленными полями различных мод, приводит к дополнительным искажениям яркости в реконструированном изображении, зависящим от амплитудно-фазовых соотношений этих мод.

Из формул (13), (15), (17) следует, что вид восстановленного голограммой изображения совпадает с первоначальным и не зависит от величины и выбора положения области голограммы, через которую ведется наблюдение, только тогда, когда голограмма экспонируется источником с одной поперечной модой. В случае многомодового режима влияние пространственной когерентности зависит от размера и положения области голограммы, через которую ведется наблюдение. При наблюдении через малую площадку (так, что выполняется условие  $b_m = \text{const}$ ) функция рассеяния точек изображения определяется дифракцией на краях площадки. Распределение яркости восстановленного изображения при этом определяется функцией пространственной когерентности источника и меняется в зависимости от выбора положения площадки. Если же наблюдение ведется через всю площадь голограммы, на которую спроектирована модовая структура источника, то происходят искажения в изображении точек восстановленного объекта. Изображения точек объекта в этом случае совпадают с распределением полей мод, освещавших эти точки во время экспозиции голограммы. Распределение яркости восстановленного изображения напоминает первоначальное, за исключением того, что соотношения яркостей между различными областями восстановленного изображения изменяются пропорционально общим интенсивностям освещающих эти области мод.

Анализируя формулу (17), можно вывести также ряд других следствий, полезных для практики. Рассчитаем дифракционную эффективность голограммы в предположении, что при восстановлении освещается вся ее площадь (средняя дифракционная эффективность). Далее, общие интенсивности объектного и референтного пучков в многомодовом режиме примем такими же, как и при одномодовом режиме источника, т. е.

$$\sum_{m=1}^N I_{m\Sigma} = I_{1\Sigma},$$

$$\int_{S_0} \sum_{m=1}^N I_m(\nu, \eta) dx d\eta = \int_{S_0} I_1(x, \eta) dx d\eta. \quad (18)$$

Кроме того, определим приведенную дифракционную эффективность  $D\mathcal{E}_{\text{прив}}$  как отношение потоков, дифрагированных голограммами, которые были записаны при многомодовом и одномодовом режимах источника. Используя (17) и (18), находим

$$D\mathcal{E}_{\text{прив}} = \frac{\int_{S_0} \sum_{m=1}^N I_m(x, \eta) I_{m\Sigma} dx d\eta}{\int_{S_0} I_1(x, \eta) dx d\eta I_{1\Sigma}} \quad (19)$$

Для уяснения особенностей влияния многих мод на поведение дифракционной эффективности ограничимся сначала случаем двух поперечных мод. Принимая относительные интенсивности этих мод равными 1 и  $\alpha$  ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ), находим

$$D\mathcal{E}_{\text{прив}} = \frac{1 + \alpha^2}{(1 + \alpha)^2}.$$

Из этого выражения следует, что наличие дополнительной моды значительно снижает яркость восстановленного изображения. Так, при  $\alpha=0.1$  (т. е. при отношении интенсивностей мод 1 : 10) яркость изображения падает почти на 20%, а при  $\alpha=1$  (отношение 1 : 1) — в два раза. Результаты расчета по формуле (19) для случая трех мод с произвольным соотношением интенсивностей представлены в табл. 1.

Таблица 1

Отношение интенсивностей мод источника	Приведенная дифракционная эффективность	Отношение интенсивностей мод источника	Приведенная дифракционная эффективность
1 : 1 : 1	0.33	1 : 1.5 : 3	0.46
0.5 : 1 : 1	0.36	1 : 2 : 7	0.54
1 : 1 : 2	0.38	0 : 3 : 7	0.58
1 : 2 : 3	0.39	1 : 1 : 8	0.66
1 : 1 : 3	0.44	0 : 2 : 8	0.68

При рассмотрении данных таблицы можно сделать ряд выводов.

1. Яркость восстановленного изображения тем выше, чем больше неравномерность в распределении интенсивностей мод, причем наиболее благоприятным является случай, когда одна из мод интенсивнее остальных (имеется основная мода).

2. Снижение интенсивности основной моды сказывается сильнее, чем дробление энергии по большему числу малоинтенсивных поперечных мод.

3. Минимальная дифракционная эффективность при заданном числе мод достигается в случае одинаковой интенсивности всех мод.

Подобным же образом можно рассчитать дифракционную эффективность и для любого числа мод с произвольным соотношением интенсивностей, однако мы ограничимся случаем генерации  $N$  поперечных мод, имеющих одинаковые амплитуды. Подставляя в (19)  $I_{m\Sigma} = I_{1\Sigma}/N$  и  $\int I_m(x, \eta) dx d\eta = 1/N \int I_1(x, \eta) dx d\eta$ , находим, что  $D\mathcal{E}_{\text{прив}} = 1/N$ . Таким образом, при записи голограммы

с использованием многомодового источника ее дифракционная эффективность падает пропорционально числу генерируемых мод. Аналогичный вывод вытекает из сопоставления нашей формулы (10) и результата работы [28], в которой было установлено, что средняя когерентность лазерного излучения  $|\gamma|_{\text{ср}}$  связана с числом генерируемых мод  $N$  соотношением  $|\gamma|_{\text{ср}} = 1/\sqrt{N}$ . Подставляя  $|\gamma|_{\text{ср}} = 1/\sqrt{N}$  в (11), снова находим, что яркость изображения в многомодовом режиме пропорциональна  $|\gamma|^2 = 1/N$ .

Помимо рассмотренного случая, когда интенсивности объектного и референтного пучков одинаковы, для одномодового и многомодового лазеров значительный практический интерес представляет случай, когда объектный пучок очень слаб при одномодовом режиме, но может быть увеличен за счет генерации многих мод. Считая, что яркость восстановленного изображения пропорциональна интенсивности объектного пучка и что все моды имеют одинаковые амплитуды, приходим к следующему выводу: увеличение интенсивности объектного пучка в  $N$  раз за счет генерации большого числа поперечных мод не приводит к возрастанию яркости восстановленного изображения, так как дифракционная эффективность голограммы снижается тоже в  $N$  раз. Иными словами, ценность энергии лазера, с точки зрения голографирования диффузных объектов, определяется энергией, которую он способен генерировать на одной моде.

### § 1.3. Использование голографических методов для регистрации функции пространственно-временной когерентности источников излучения [15, 26, 29]

В предыдущем параграфе было показано, что распределение яркости в восстановленном изображении может быть представлено как произведение распределения яркости на объекте во время экспонирования на квадрат модуля функции пространственно-временной когерентности источника. Наличие такой связи открывает широкие возможности применения голографии для исследования когерентных свойств волновых полей.

Результатом наших исследований в этом направлении явилась разработка двух голографических схем для регистрации функций временной и пространственной когерентности источников излучения. Эти схемы были опробованы применительно к импульсному рубиновому лазеру, описанному в § 2.2. Остановимся сначала на схеме исследования временной когерентности (рис. 1). Излучение импульсного лазера  $I$ , работавшего в режиме одной поперечной моды, делилось полупрозрачным зеркалом  $Z_1$  на два луча. Сигнальный луч  $СЛ$ , расширенный в горизонтальной плоскости цилиндрическим телескопом  $ЦТ$ , падал на диффузный белый экран  $ДЭ$  под небольшим углом  $\varphi \approx 1^\circ$  и, последовательно отражаясь от зеркал  $Z_2$  и  $Z_3$ , расположенных приблизительно

параллельно друг другу, прочерчивал на экране светящуюся траекторию. Излучение, рассеянное экраном, регистрировалось фотопластинкой  $\Gamma$ , которая располагалась параллельно плоскости экрана. Референтный луч  $РЛ$ , отклоненный зеркалом  $Z_1$ , падал на пластинку под углом  $\psi=15^\circ$  к нормали. Размеры экрана ( $16 \times 16$  см<sup>2</sup>) и его расстояние до голограммы (100 см) обеспечивали с точностью до 3 мм равенство оптических путей от точек голо-

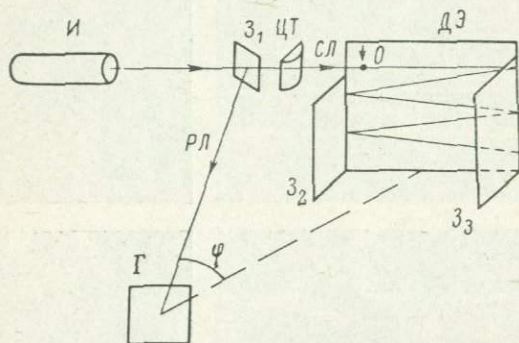


Рис. 1. Голографическая схема исследования функции временной когерентности источника излучения.

граммы до любой из точек экрана. Точка экрана  $O$  соответствовала нулевой разности хода между сигнальным и референтным лучами. Таким образом, пути волн, приходящие к голограмме от различных точек экрана, задерживались относительно референтного луча на временные интервалы, равные времени пробега сигнального луча вдоль экрана, начиная от точки  $O$ , и диффузный экран моделировал протяженную по глубине сцену. Поэтому из картины, восстановленной голограммой, можно было определить яркость изображения частей объектов, находящихся на различных расстояниях от голограммы. Кроме того, выбранные нами объект (диффузный экран) и расположение элементов схемы позволили создать непрерывное изменение оптической разности хода в значительных пределах при небольших размерах установки, а также упростили интерпретацию экспериментальных результатов.

Рубиновый лазер генерировал одну или несколько продольных мод. Ширина спектра излучения изменялась в пределах от  $0.0005$  до  $0.5 \text{ \AA}$  путем введения в резонатор селективирующих элементов — плоскопараллельных пластинок и резонансных отражателей различной толщины, а также изменением режима работы источника (режим свободной генерации и с модуляцией добротности фильтром КС-19). Голограммы записывались на фотопластинках «Микрат ВР-2». При этом интенсивность референтного луча в 30–50 раз превосходила интенсивность излучения,



рассеянного экраном, что обеспечивало работу эмульсии на линейном участке характеристической кривой, наклон которой был равен 1.8. Одновременно с записью голограмм обычным фотоаппаратом снималось распределение интенсивности излучения в плоскости экрана, а на интерферометре Фабри—Перо с базой

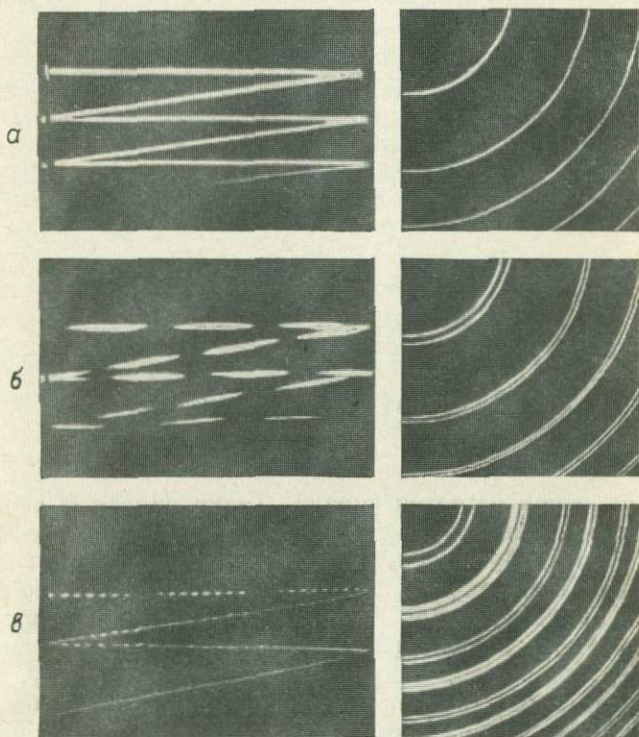


Рис. 2. Голографические картины временной когерентности импульсного рубинового лазера.

Справа — соответствующие интерферограммы Фабри—Перо. *а* — генерация одной продольной моды, *б* — двух, *в* — многих продольных мод.

2 мм регистрировался спектр источника. Восстановление голограмм производилось гелий-неоновым лазером на длине волны  $6328 \text{ \AA}$ .

На рис. 2 представлены фотографии восстановленных мнимых изображений траектории луча на экране и соответствующие интерферограммы Фабри—Перо. На рис. 2, *а* показан случай генерации одной продольной моды в режиме модуляции добротности. Как видно из рисунка, изображение не имело разрывов

по всей длине траектории, равной 0.7 м.\* Фотометрирование фотографии восстановленного изображения совместно с фотометрированием обычной фотографии распределения интенсивности излучения в плоскости экрана показало, что наблюдаемое в данном случае падение яркости изображения обусловлено неоднородностью освещения экрана во время экспонирования,

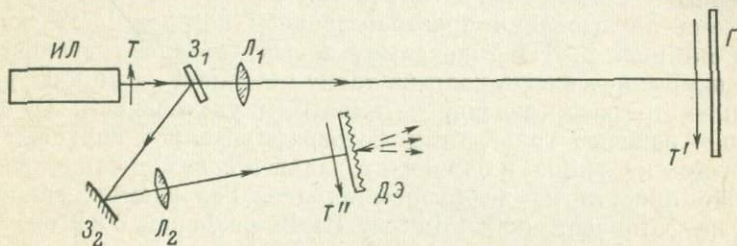


Рис. 3. Схема голографической записи функции пространственной когерентности источника излучения.

При генерации двух или большего числа продольных мод изображение пересекалось регулярными темными полосами, периоды которых совпадали с длинами когерентности  $L_k$ , рассчитанными по данным интерферограмм с помощью формулы  $L_k = 1/\Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  — частотный интервал между соответствующими парами линий, выраженный в  $\text{см}^{-1}$ . Случай генерации двух гигантских импульсов, когда лазер излучал две продольные моды с отношением интенсивностей 5 : 3, разделенные частотным интервалом в  $0.2 \text{ см}^{-1}$ , представлен на рис. 2, б. Расчетная длина когерентности при этом составляла 5 см. На рис. 2, в изображен случай большого числа продольных мод при работе источника в режиме свободной генерации. Модовая структура задавалась резонансным отражателем, состоящим из двух стеклянных пластинок с оптической толщиной  $L_{\text{ст}} = 2.5 \text{ мм}$ , разделенных воздушным промежутком  $L_{\text{в}} = 25 \text{ мм}$ . В соответствии с этим на рис. 2, в наблюдается регулярное изменение яркости изображения с периодами  $L_1 = 2L_{\text{ст}} = 5 \text{ мм}$  и  $L_2 = 2L_{\text{в}} = 50 \text{ мм}$ .

Таким образом, данный метод регистрации длины когерентности дает возможность за одну экспозицию без перестройки схемы исследовать функцию временной когерентности излучения при изменении оптической разности хода около 1 м. Экспрессность метода особенно полезна при изучении импульсных источников света. Метод прост и не требует точной юстировки элементов схемы и применения оптических деталей высокого качества. Важным достоинством является возможность регистрации импульсов, длина когерентности которых меняется в широких пре-

\* Число проходов объектного луча по экрану ограничивалось энергией излучения, падавшей на экран ( $\sim 5 \text{ мдж}$ ), и чувствительностью использовавшегося фотоматериала.

делах. Отношение максимального значения длины когерентности, которая может быть зарегистрирована на голограмме ( $\geq 10^3$  мм) к минимальной величине ( $\leq 0.1$  мм) составляет по крайней мере  $10^4$ . Это позволяет регистрировать с помощью данного метода очень короткие одиночные импульсы света с длительностью примерно от  $3 \cdot 10^{-9}$  до  $3 \cdot 10^{-13}$  сек., а также точно измерять малые временные сдвиги таких импульсов.

Схема исследования пространственной когерентности изображена на рис. 3. На голограмму проектировалось увеличенное в 20 раз распределение поля на торце источника, а на диффузный экран — это распределение с 5-кратным увеличением. Одновременно с записью голограммы фотографировались картины поля излучения источника в ближней и дальней зонах, а также распределение яркости на диффузном экране. Голограммы записывались на фотопластинках «Микрат ВР-2» размером  $6 \times 9$  см<sup>2</sup> с помощью рубинового лазера, работавшего в режиме одиночного импульса с модуляцией добротности насыщающимся фильтром, что обеспечивало высокую временную когерентность излучения. Пространственная когерентность источника варьировалась введением в резонатор диафрагм различного диаметра. При восстановлении голограммы освещались пучком гелий-неонового лазера, диаметр пучка составлял 3 мм и был меньше, чем размеры пятен модовой структуры импульсного лазера, проектировавшейся на голограмму референтным пучком. Это обеспечивало выполнение условия  $b_m^*(x, y) = \text{const}$  в выражении (7). Изменение положения освещенной области производилось поступательным перемещением голограммы в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Степень взаимной когерентности между точкой торца, через которую велось наблюдение, и остальными его точками, согласно формуле (11), можно определить через отношение распределений яркости восстановленного изображения экрана  $I_M(x, \eta)$  и яркости того же экрана, сфотографированного обычным способом,  $I(x, \eta)$ . Значение множителя  $C_M$  найдем из условия, что степень когерентности точек источника по отношению к самим себе равна единице. Подставляя в выражение (11)  $x = x_0$ ,  $y = y_0$  и  $|\gamma(x_0, y_0; x_0, y_0)| = 1$ , находим, что  $C_M = \frac{I_M(x_0, y_0)}{I(x_0, y_0)}$ . Решая (11) относительно  $|\gamma|$ , получаем

$$|\gamma(x_0, y_0; x, y)|^2 = \left[ \frac{I_M(x, y)}{I_M(x_0, y_0)} \right]_0 \frac{I(x_0, y_0)}{I(x, y)}. \quad (20)$$

Здесь индекс 0 у квадратной скобки означает, что отношение интенсивностей точек  $x, y$  и  $x_0, y_0$  восстановленного изображения измеряется при наблюдении через область, соответствующую точке  $x_0, y_0$ . Очевидно, что точность измерения  $|\gamma|$  зависит от точности измерения величин, входящих в (20). Наибольшая точность обеспечивается путем прямого фотометрирования полей

$I_M(x, y)$  и  $I(x, y)$ , однако зарегистрировать первоначальное распределение импульсного источника  $I(x, y)$  можно только фотографически. В этом случае трудно добиться точности измерений выше 10—20%. Однако, как будет показано ниже, в самой голограмме содержится достаточно информации о первоначальном распределении, что позволяет обойтись без дополнительного фотографического этапа и тем самым существенно повысить точность измерений  $|\gamma|$ . Действительно, предположим, что голограмма последовательно восстанавливается через области с координатами  $x_1, y_1$  и  $x_2, y_2$ . В соответствии с выражением (20) степень когерентности между этими точками равна

$$|\gamma(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 = \left[ \frac{I_M(x_2, y_2)}{I_M(x_1, y_1)} \right]_1 \frac{I(x_1, y_1)}{I(x_2, y_2)} \quad (21)$$

при наблюдении через область  $x_1, y_1$  и

$$|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)|^2 = \left[ \frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \frac{I(x_2, y_2)}{I(x_1, y_1)} \quad (22)$$

при наблюдении через область  $x_2, y_2$ . Но  $|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)| = |\gamma(x_1, y_1; x_2, y_2)|$  в силу взаимности функции когерентности. Решая (21) и (22) относительно  $|\gamma|$  с учетом этого условия, находим, что

$$|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)| = \sqrt[4]{ \left[ \frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \left[ \frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_1 } \quad (23)$$

$$\frac{I(x_1, y_1)}{I(x_2, y_2)} = \sqrt{ \left[ \frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \left[ \frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_1 } \quad (24)$$

Таким образом, измеряя отношения интенсивностей одних и тех же точек, восстановленных соответствующими им участками голограммы, можно найти не только степень когерентности между этими точками, но и первоначальное отношение их интенсивностей. Вследствие широкого динамического диапазона голограммы точность таких измерений существенно выше, чем в случае использования фотографического фотометрирования.

Разрешающую способность оценим числом элементов ФПК  $N$ , разрешаемых голограммой по сечению исследуемого пучка. Значение  $N$  ограничивается меньшей из двух величин: числом  $N_r$  независимых площадок, через которые можно восстановить голограмму, или же числом элементов  $N_n$ , разрешаемых в восстановленном изображении при освещении этих площадок.  $N_r$  и  $N_n$  выражаются через геометрические параметры записи и восстановления голограммы как

$$N_r = \left( \frac{D_r}{d_r} \right)^2, \quad (25)$$

$$N_{\text{в}} = \left( \frac{D_{\text{в}}}{d_{\text{в}}} \right)^2, \quad (26)$$

где  $D_{\text{г}}$  и  $d_{\text{г}}$  — диаметры голограммы и восстанавливающего ее пучка, а  $D_{\text{в}}$  и  $d_{\text{в}}$  — соответственно диаметры восстановленного изображения торца и диафрагмы в плоскости этого изображения, используемой при измерении его интенсивности. Диаметр  $d_{\text{в}}$  должен быть достаточно велик, чтобы сгладить влияние зернистой структуры, которая возникает при наблюдении диффузного экрана в пределах ограниченной апертуры и когерентном освещении. На практике  $d_{\text{в}}$  должен в 5—10 раз превосходить размер зерен  $d_{\text{з}}$ , который, как известно, определяется апертурой реконструируемого участка голограммы и равен  $(\lambda/d_{\text{г}})L$  ( $L$  — расстояние от голограммы до восстановленного изображения;  $\lambda$  — длина волны, на которой записывалась голограмма). Подставляя в (26)  $d_{\text{в}} = 10 \frac{\lambda}{d_{\text{г}}} L$ , получаем

$$N_{\text{в}} = \left( \frac{D_{\text{в}} d_{\text{г}}}{10 \lambda L} \right)^2. \quad (27)$$

Из (25) и (27) следует, что, расширяя диаметр восстанавливаемого участка голограммы  $d_{\text{г}}$ , мы уменьшаем  $N_{\text{г}}$  и одновременно увеличиваем  $N_{\text{в}}$ . Наибольшая разрешающая способность достигается при  $N_{\text{г}} = N_{\text{в}}$ . Приравнявая (25) и (27), находим оптимальный размер восстанавливаемого участка голограммы  $d_{\text{г опт}}$  и предельное число элементов ФПК, разрешаемых по сечению пучка лазера  $N_{\text{макс}}$ :

$$d_{\text{г опт}} = \left( 10 \lambda L \frac{D_{\text{г}}}{D_{\text{в}}} \right)^{1/2}, \quad (28)$$

$$N_{\text{макс}} = \left( \frac{D_{\text{г}}}{d_{\text{г опт}}} \right)^2 = \frac{D_{\text{г}} D_{\text{в}}}{10 \lambda L}. \quad (29)$$

Согласно (29), для увеличения разрешающей способности метода необходимо увеличивать размеры голограммы и изображения, а также уменьшать расстояние между ними. На практике наиболее эффективно увеличение размера голограммы, поскольку при увеличении  $D_{\text{в}}$  и уменьшении  $L$  возрастает угловой размер объекта и падает его контраст. Кроме того, при этом увеличивается расстояние хода от крайних точек объекта до голограммы, что повышает требования к временной когерентности исследуемого источника.

Схема восстановления голограмм показана на рис. 4. Пучок излучения гелий-неонового лазера, прошедший через диафрагму  $d_{\text{г}}$  диаметром 3 мм и ослабленный оптическим клином  $OK$ , послался поворотным зеркалом  $Z$  на голограмму. Различные участки голограммы последовательно восстанавливались путем ее поступательного перемещения в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В плоскости восстановленного действительного изо-

бражения помещалась диафрагма  $d_r$  диаметром 1 мм, прикрепленная к ФЭУ. Размеры  $d_r$  и  $d_b$  были близки к рассчитанным по формуле (28) (2.4 и 1.2 мм соответственно). Разрешающая способность метода в данном эксперименте составляла примерно 400, что соответствовало линейному разрешению на торце, равному 0.3 мм.

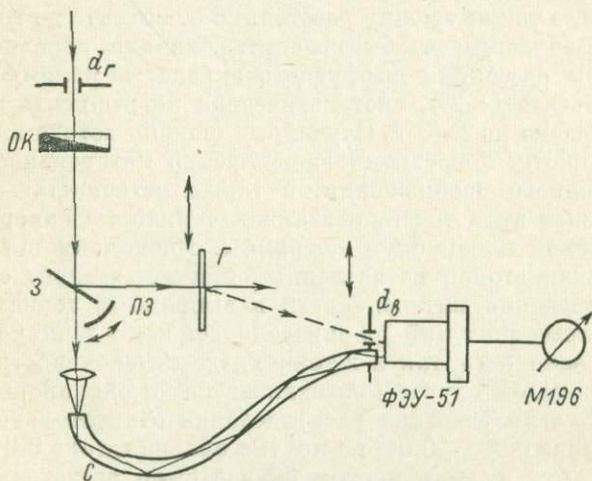


Рис. 4. Схема восстановления функции пространственной когерентности.

Для исключения влияния нестабильности параметров восстанавливающего источника и ФЭУ одновременно с измерениями интенсивности восстановленного изображения тем же ФЭУ контролировался и падающий на голограмму световой поток. Для этого пучок, прошедший через зеркало  $Z$ , направлялся на торец ФЭУ гибким световодом  $C$ . Применение световода позволило сохранить условия освещения ФЭУ пучком сравнения независимо от перемещений ФЭУ. С помощью оптического клина значение сигнала сравнения, отсчитываемое по прибору (микроамперметр М194, класс 0.5), поддерживалось равным 100 делениям. Интенсивности падающего потока и восстановленного изображения измерялись поочередно с помощью поворотного экрана в течение 5—10 сек. Результаты измерений фиксировались в том случае, если после измерения интенсивности восстановленного изображения величина сигнала сравнения оставалась равной 100 делениям. Таким образом, использованная нами схема позволила свести инструментальную погрешность измерений  $I_M(x, y)$  к величине, определяемой классом точности микроамперметра. Измеренные отношения интенсивностей корректировались с учетом шума голограммы и рассеивающих характеристик диффузного экрана, после чего по формуле (23) проводился расчет  $|\gamma|$ . Ве-

личина такой поправки в условиях эксперимента не превосходила 5—6%.

Оценим погрешность данного метода. Систематические ошибки метода обусловлены нелинейностью голограммы и ФЭУ и неточностью учета индикатрисы диффузного экрана. Благодаря выбору линейных рабочих участков ФЭУ и фотоматериала для записи голограммы, а также выбору расстояния от объекта до голограммы достаточно большим, чтобы сгладить влияние неравномерности индикатрисы рассеяния диффузного экрана, и малому угловому размеру объекта ( $\sim 2^\circ$ ), систематическая погрешность измерений была уменьшена до 2—3%. Случайные ошибки метода вызываются главным образом погрешностью измерения интенсивностей точек восстановленного изображения, а также неточностью определения координат этих точек, связанной с малостью апертуры восстанавливаемой площадки голограммы. Поскольку погрешность, обусловленная второй из названных причин, зависит еще от характера изменения интенсивности в выбранных точках, дисперсия измеренных значений  $|\gamma|$  определялась как в точках с плавным ходом интенсивности, так и в точках, где интенсивность менялась сильно. В каждом случае проводилось по 40 одинаковых измерений. На пологих участках распределений относительная дисперсия составляла  $0.005 \div 0.01$ , на крутых она достигала  $0.015 \div 0.02$ .<sup>\*</sup> Таким образом, если в первом случае было достаточно сделать один-два отсчета, то во втором для устранения влияния случайных погрешностей требовалось провести от 10 до 40 измерений. На практике мы ограничивались тремя измерениями, поэтому суммарная ошибка, обусловленная систематической и случайной погрешностью, может быть оценена как 3—5% от измеряемой величины. Это значение близко к погрешности измерения  $|\gamma|$  с помощью классических интерференционных методов ( $1 \div 6\%$  [30, 31]). Следует иметь в виду, что указанная точность голографического метода достигалась в условиях, когда степень когерентности между рассматриваемыми точками была близка к единице ( $|\gamma| \geq 0.5$ ). При измерении меньших значений  $|\gamma|$  точность ухудшалась. Снижение точности измерений  $|\gamma|$  малокогерентных точек обусловлено тем, что яркость этих точек сильно падает, они становятся малоcontrastными и теряются в шуме голограммы. В нашем эксперименте при контрасте наиболее ярких участков восстановленного изображения около 150 минимальное значение  $|\gamma|$ , доступное для измерения, составляло 0.15.

С помощью описанной методики были выполнены измерения ФПК импульсного лазера на рубине, работавшего в режиме модуляции добротности, фильтром КС-19. Результаты измерений при-

<sup>\*</sup> Относительная дисперсия  $\sigma_\gamma/|\gamma|$  определялась по формуле  $\frac{\sigma_\gamma}{|\gamma|} = \frac{1}{|\bar{\gamma}|} \sqrt{\frac{\sum(|\gamma_i| - |\bar{\gamma}|)^2}{n-1}}$ , где  $|\bar{\gamma}|$  — среднееарифметическое всех измеренных значений,  $|\gamma_i|$  — значение ФПК в данной реализации,  $n=40$  — число измерений.

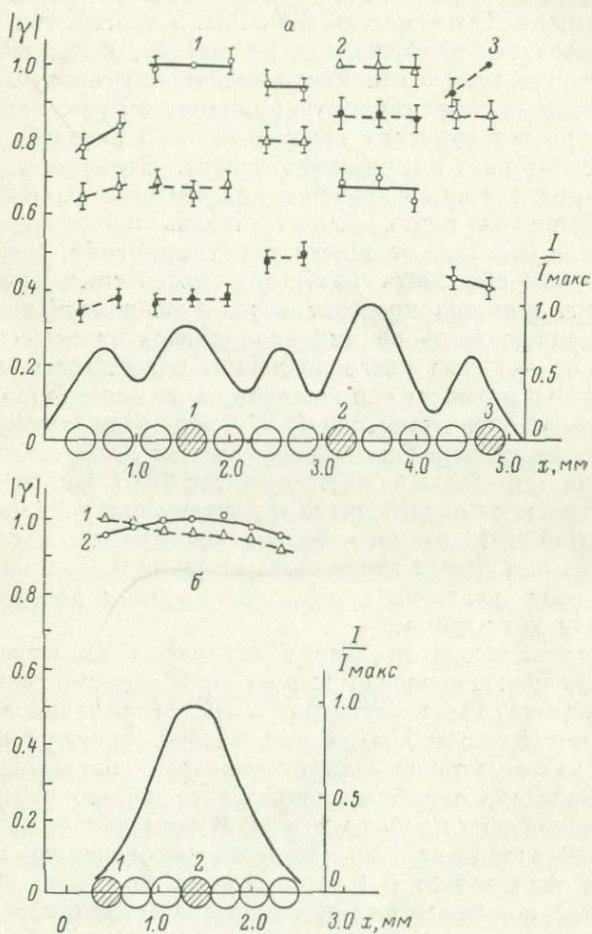


Рис. 5. Функции пространственной когерентности на торце рубинового лазера, определенные относительно произвольно выбранных точек.

Светлые кружки — для точек 1; треугольники — 2; темные кружки — точки 3; 4 — распределения интенсивности на торце лазера.

ведены на рис. 5. Степень когерентности определялась между всеми точками, лежащими вдоль диаметра торца лазера и обозначенными на рисунке кружками. Показаны также распределения интенсивности на торце лазера, построенные по данным этих же измерений с помощью формулы (24). Рис. 5, а относится к режиму работы лазера без диафрагмы в резонаторе, когда генерировал весь торец диаметром 5 мм. Расходимость излучения в этом случае превосходила дифракционную примерно в 7 раз. Рассматривая рис. 5, а, можно заметить несколько особенностей поведения ФПК многомодового импульсного лазера. Во-первых, излучение оказалось практически полностью когерентным в пределах каждого из пятен на торце. Далее, степень когерентности резко менялась при переходе от одного пятна к другому. Наблюдаемые уступы нельзя объяснить разбросом измеренных значений  $|\gamma|$ , так как при попытке провести через экспериментальные точки плавную кривую часть из них отклонялась от этой кривой на величину, в 2—3 раза превосходившую погрешность измерений. В то же время хорошую аппроксимацию экспериментальных значений  $|\gamma|$  давало представление ФПК в виде ряда ступенек. По существу вторая из отмеченных особенностей является следствием первой: если в пределах каждого из пятен ФПК близка к единице, то при переходе от одного пятна к другому она должна меняться скачком. Наконец, из того факта, что степень когерентности между любыми точками торца была не ниже 0.35, можно заключить, что поля поперечных мод, генерируемых лазером, сильно перекрывали друг друга.

Введение в резонатор лазера диафрагмы диаметром 3.5 мм вызывало уменьшение числа пятен на торце лазера и соответствующее сокращение числа ступенек ФПК. Минимальное значение ФПК возрастало до 0.6. При уменьшении диаметра диафрагмы до 2 мм и далее на торце лазера оставалось одно пятно, а расходимость совпадала с дифракционной, что обычно является критерием одномодовости работы лазера. В этом случае ФПК не испытывала скачков, а степень когерентности между точками торца принимала значения от 0.9 до 1 (рис. 5, б).

Наряду с количественными измерениями функции пространственной когерентности описанный метод может быть также использован для анализа структуры поперечных мод лазеров [15, 32]. Возможность наблюдения в реконструированном изображении картин отдельных мод непосредственно следует из рассмотрения формулы (8). Действительно, если на голограмме имеются области, в которых амплитуды всех мод в референтном пучке, кроме одной, равны 0, т. е.  $b_m^*(x_0, y_0) = 0$  для всех  $m$ , кроме  $m=p$ , то все члены в (8) обратятся в 0, кроме  $p$ -го. При этом формула (8) переходит в

$$\Psi_M(x', \eta', z'_0) = C \int_0^{\infty} \sum_q a_{pq}(k) e^{ikz} b_p^*(x_0, y_0) b_p(x', \eta') dk. \quad (30)$$

Замечая, как и в (13), что

$$\int_0^{\infty} \sum_q a_{pq}(k) e^{ik\xi} dk = \Gamma(\xi) \text{ и } b_p^*(x_0, y_0) = \text{const}$$

являются постоянными, находим, что распределение интенсивности в восстановленном изображении

$$I_M = |\Psi_M|^2 = C_p |b_p(x', y')|^2 \quad (31)$$

с точностью до постоянного множителя совпадает с распределением поля  $p$ -й моды. Примеры восстановления изображений поперечных мод непрерывных и импульсных лазеров приведены в работах [15, 32]. Следует упомянуть также об оригинальной модификации этого метода, предложенной в работе [33]. Согласно [33], в референтном пучке дополнительно устанавливался интерферометр Фабри—Перо, причем формируемые им кольца проектировались на голограмму. Это позволяло в случае разрешения интерферометром частот поперечных мод лазера определить, какой из поперечных мод соответствует та или иная частота.

Отметим, что метод исследования пространственной когерентности, описанный в данном параграфе, может быть использован для оценки способности лазерных кристаллов генерировать излучение с высокой когерентностью, а также при исследовании распространения света через различные среды, в том числе среды с нелинейным усилением, поглощением или преобразованием излучения.

#### § 1.4. Влияние движения объекта на голограмму

Рассмотрим характерные особенности записи голограмм, связанные с движением объекта, на примере, когда объект движется параллельно голограмме и за время экспозиции  $t_0$  смещается на величину  $\delta$  из положения  $A$  в положение  $A'$  (рис. 6). Предположим также, что он освещается плоской волной  $m$ , распространяющейся нормально к плоскости голограммы. Из рис. 6 видно, что условия интерференции в произвольной точке  $P$  голограммы в начальный и конечный моменты экспозиции определяются оптическими разностями хода  $\Delta_1 = AP - MP$  и  $\Delta_2 = A'P - MP$  соответственно. Приращение разности хода за время экспозиции найдем, вычитая  $\Delta_2$  из  $\Delta_1$ :

$$\Delta_0 = \Delta_1 - \Delta_2 = AP - A'P \approx \delta \sin \varphi. \quad (32)$$

Очевидно, что увеличение  $\Delta_0$  приводит к снижению контраста интерференционной картины и при  $\Delta_0 = \lambda$  область голограммы около рассматриваемой точки не будет участвовать в образовании изображения. Из выражения (32) также следует, что величина  $\Delta_0$  возрастает по мере удаления точки  $P$  от точки  $O$  (проекция точки  $A$  на плоскость голограммы), т. е. с увеличением апертуры записи.

Подстановка  $\Delta_0 = \lambda$  в (32) дает полезную апертуру голограммы  $\varphi_r$  в направлении перемещения объекта:

$$\sin \varphi_r \approx \frac{\lambda}{\delta}. \quad (33)$$

Разрешающую способность голограммы в этом направлении найдем исходя из критерия Аббе:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{\sin \varphi_r} = \delta. \quad (34)$$

(Разрешающая способность в направлении, перпендикулярном движению объекта, не зависит от его перемещения). Таким образом, движущаяся точка

должна наблюдаться в реконструированном изображении в виде трека, длина которого равна ее смещению за время экспонирования. Движение объекта, помимо уменьшения

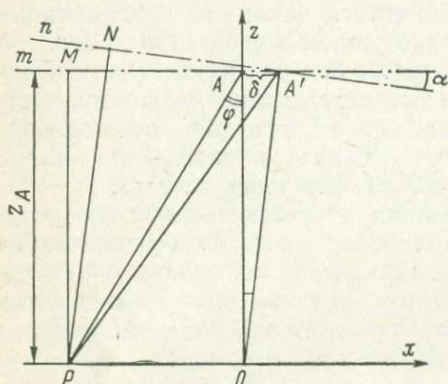


Рис. 6. Схема записи движущихся объектов по методу поворота волнового фронта.

разрешающей способности восстановленного изображения, приводит также к падению его яркости. Величина этого эффекта зависит от размера площади голограммы, освещаемой при реконструкции, характера объекта и его углового размера. Сильнее всего яркость восстановленного изображения падает, если объект состоит из отдельных точек и в процессе реконструкции участвует вся голограмма. Пусть размер точек изображения, определяемый дифракцией на краях голограммы, равен  $d_0$ , угловой размер объекта невелик, а реконструируется вся площадь голограммы. В этом случае смещение объекта на величину  $\delta$  вызовет падение яркости его точек в  $(\delta/d_0)^2$  раз по сравнению с яркостью неподвижного объекта, так как, с одной стороны, в  $\delta/d_0$  раз уменьшается эффективная площадь голограммы и, следовательно, общий поток света, дифрагированный в изображение, а с другой, этот уменьшенный поток распределяется на площадь изображения, увеличенную также в  $\delta/d_0$  раз. Если объект является сплошным и его размер велик по сравнению с величиной  $\delta$ , то площади изображения движущегося и неподвижного объектов практически одинаковы. Это приводит к увеличению яркости в  $\delta/d_0$  раз. Если же реконструировать не всю голограмму, а лишь полоску шириной  $\Delta L = l_r (\delta/d_0)$  ( $l_r$  — линейный размер голограммы), в пределах которой сохра-

няется контрастная интерференционная картина, то яркость восстановленного изображения сплошного движущегося объекта будет такой же, как и у неподвижного.

Иная картина возникает, когда объект имеет значительный угловой размер, а наблюдение восстановленного изображения осуществляется через малую область голограммы. Пусть объект представляет собой плоский рассеивающий экран, движущийся параллельно плоскости голограммы. Обращая рассуждения, приведенные выше, заключаем, что точки объекта, наблюдаемые под углами  $\varphi_{0m}$ , удовлетворяющими условию  $\delta \sin \varphi_{0m} = m\lambda$ , не будут записаны на голограмме ( $\varphi$  — угол между направлением на точку объекта и нормалью, проведенной к рассматриваемой области голограммы). В реконструированном изображении объекта появятся темные полосы, ориентированные перпендикулярно направлению его движения. Распределение яркости полос описывается функцией

$$I(x) = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi \delta}{\lambda} \sin \varphi \right), \quad \text{где} \quad \sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + z_A^2}},$$

причем  $x$  — координата на объекте, отсчитываемая в направлении его движения от точки пересечения плоскости объекта и нормали к рассматриваемой области голограммы, а  $z_A$  — расстояние от объекта до голограммы. Отсюда следует, что при изменении точки наблюдения полосы будут двигаться по объекту, причем самая яркая «нулевая» полоса видна в направлении нормали к восстанавливаемому участку голограммы.

Таким образом, при движении объекта, так же как и в случае записи голограммы с помощью многомодового лазера, характер искажений распределения яркости восстановленного изображения существенно зависит от размера и положения области голограммы, через которую ведется наблюдение. При наблюдении через всю голограмму искажается вид точек изображения и падает его общая яркость. Когда же восстанавливается малая площадка голограммы, то возникают искажения в распределении яркости на объекте, причем видимый эффект зависит от выбора положения области наблюдения.

В важном для практики случае регистрации быстродвижущихся потоков частиц микронных размеров рассмотренные эффекты сказываются наиболее сильно, так как объект состоит из отдельных точек, а запись осуществляется в пределах большой апертуры. Оценка показывает, что при длительности импульса лазера около 30 нсек. и скорости частиц  $2 \cdot 10^5$  см/сек. величина их смещения за время экспонирования составляет 60 мкм, что на порядок и более превосходит диаметр частиц.

Сущность метода записи потоков быстролетающих частиц [34] заключается в следующем (см. рис. 6). Волна, освещающая поток, поворачивается во время экспозиции на угол  $\alpha$  так, чтобы теневые проекции движущейся точки в начальном и конечном поло-

жениях совпали. При этом возникает дополнительная разность хода  $\Delta_r = NP - MP$ , которая уменьшает  $\Delta_0$  при значениях углов  $\varphi$  вплоть до  $60^\circ$ . Действительно, как видно из построения, при  $\alpha \ll 1$

$$\Delta_r = P S \alpha = z_A \operatorname{tg} \varphi \frac{\delta}{z_A} = \delta \operatorname{tg} \varphi. \quad (35)$$

Общее изменение разности хода в точке  $P$  найдем, вычитая  $\Delta_r$  из  $\Delta_0$ :

$$\Delta_P = \Delta_0 - \Delta_r. \quad (36)$$

Подставляя в (36)  $\Delta_0$  и  $\Delta_r$ , согласно (33) и (35), получаем

$$\Delta_P = \delta (\sin \varphi - \operatorname{tg} \varphi). \quad (37)$$

Разлагая  $\sin \varphi$  и  $\operatorname{tg} \varphi$  в ряд по степеням  $\varphi$ , находим, что для точек, лежащих на оси  $X$ , при  $\varphi < 1$   $\Delta_P \approx -1/2 \delta \varphi^3 < \Delta_0 \approx \delta \sin \varphi$ . Найдем теперь величину  $\Delta_P$  для точек, произвольно расположенных в плоскости голограммы. Приращение оптического пути, возникающее в результате смещения объекта на величину  $\delta$  ( $|\delta| \ll z_A$ ), в общем случае может быть представлено следующим образом:

$$\Delta_0 = \delta r^0, \quad (38)$$

где  $r^0 = r/r$  — единичный вектор, направленный от объекта к рассматриваемой точке голограммы. Выражая (38) через проекции в декартовой системе координат и учитывая, что в данном случае  $\delta_x = \delta$ ,  $\delta_y = \delta_z = 0$ ,  $z = z_A$ , получаем

$$\Delta_0 = \frac{\delta \mathbf{r}}{r} = \frac{\delta x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z_A^2}} = \frac{\delta \xi}{\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}}, \quad (39)$$

где  $\xi = x/z_A$ ,  $\eta = y/z_A$ ,  $x$  и  $y$  — координаты произвольной точки в плоскости голограммы. Подставляя полученные значения  $\Delta_0$  и  $\Delta_r$  в (36) и учитывая, что  $\operatorname{tg} \varphi = x/z_A = \xi$ , имеем

$$\Delta_P = \frac{\delta \xi}{\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}} - \delta \xi = \Delta_0 (1 - \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}) = \Delta_0 \kappa. \quad (40)$$

Таким образом, изменение разности хода в точке  $P$  может быть представлено как произведение приращения  $\Delta_0$  при отсутствии компенсации и множителя  $\kappa = 1 - \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}$ , определяющего эффективность данного метода. Замечая, что  $\xi^2 + \eta^2 = \operatorname{tg}^2 \psi$ , где  $\psi$  — апертура, в которой регистрируется голограмма, запишем  $\kappa$  в следующем виде:

$$\kappa = 1 - \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}. \quad (41)$$

В табл. 2 приведены значения  $|\kappa|$  при различных  $\psi$ . Там же указаны вычисленные по формуле Аббе соответствующие минимальные размеры деталей объекта  $d$ , которые можно различить в реконструированном изображении. Из таблицы, например,

следует, что при регистрации объектов с размерами порядка 5 мкм данный метод дает возможность снизить требования к длительности импульса в 250 раз.

Для применения метода необходимо заранее знать скорость и траекторию движения объекта — условие, которое выполняется во многих практических задачах. Если отдельные части объекта перемещаются с различными скоростями, то будут наблюдаться соответствующие отклонения от компенсации, которые приведут к появлению эффектов, описанных в работах [35, 36]. Эти эффекты могут быть использованы для определения величин относительных скоростей движения частей объекта.

Таблица 2

$\psi$ , град.	$\alpha$ , мкм	$ x $
60	0.5	1
30	0.86	0.15
15	1.65	0.035
10	2.5	0.015
5	4.8	0.004

Остановимся теперь на вопросах, связанных с практической реализацией данного метода. Необходимая скорость поворота волны, освещающей объект, может быть определена как  $\omega_{вр} = \alpha/t_{эксп} = v/z_A$ , где  $v$  — скорость движения объекта. При  $z_A = 20$  см и  $v = 10^5$  см/сек.  $\omega_{вр}$  составляет  $5 \cdot 10^3$  рад./сек., что соответствует примерно  $50 \cdot 10^3$  об/мин. Такую скорость вращения нетрудно получить, например, отражая луч от вращающегося зеркала.

Изложенный метод был проверен экспериментально [37]. Объектом служила плоскопараллельная стеклянная пластинка с перекрестием, на которую были нанесены непрозрачные частицы размерами от 5 до 100 мкм. Объект прикреплялся к маятнику, скорость движения которого регулировалась в пределах от 0 до 0.5 м/сек. изменением угла начального отклонения. В качестве источника излучения использовался одномодовый рубиновый лазер, работавший в пиковом режиме. Общая длительность лазерного импульса составляла  $3 \cdot 10^{-4}$  сек. Таким образом, величина смещения объекта за время экспонирования могла изменяться в пределах от 0 до 150 мкм. Для того чтобы угол поворота волнового фронта излучения, освещающего объект, удовлетворял условию компенсации, ось зеркала  $Z$  была связана с осью движущегося маятника посредством механических тяг с регулируемым передаточным числом. Вспышка лазера производилась в момент прохождения объектом нижней точки траектории. Расстояние от объекта до голограммы было равно 100 мм. Эффективный диаметр голограммы достигал  $10 \div 15$  мм и ограничивался низким оптическим качеством подложки. Таким образом, в эксперименте угол  $\psi$  составлял примерно  $3^\circ$ . Подставляя  $\psi = 3^\circ$  в выражение (41), находим, что искажения фаз, вносимые движением объекта, должны были уменьшиться по крайней мере в 600 раз.

Действительно, изображения движущегося объекта, восстановленные голограммами, которые были записаны по методу поворота волнового фронта, не уступали по качеству голограммам неподвижного объекта, хотя при записи с теми же (порядка 70 мкм) смещениями объекта без поворота волны края нити и крупных частиц становились нерезкими, а частицы малых размеров вовсе терялись в шумах изображения [37].

#### § 1.5. Особенности поведения высокоразрешающих эмульсий при голографировании с использованием импульсного рубинового лазера

Как отмечалось в § 1.1, одной из наиболее актуальных задач, возникающих при записи импульсных голограмм, является увеличение чувствительности фотоматериалов при сохранении высокой дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум. Очевидно, что радикальное решение проблемы заключается в разработке новых высокочувствительных эмульсий. Однако важным резервом увеличения чувствительности является также дополнительная обработка фотослоя. Так, в ряде работ с успехом применялись гиперсенсibilизация эмульсии раствором триэтанолamina [38], дополнительная засветка фотослоя [39] и увеличение времени его проявления [40, 41]. Вместе с тем полученные результаты не позволяют сравнить эффективность этих методов, так как относятся к разным фотоматериалам и режимам экспонирования. Кроме того, можно ожидать, что полезное увеличение чувствительности, достигаемое за счет дополнительной обработки, должно ограничиваться снижением прозрачности голограммы и ростом интенсивности света, рассеянного эмульсией (шума регистрирующей среды). Эти факторы снижают дифракционную эффективность (ДЭ) и отношение сигнал/шум голограммы. Схема установки для измерения чувствительности эмульсий, а также дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум записанных на них голограмм приведена на рис. 7. В качестве источников излучения использовались гелий-неоновый лазер ЛГ-35 и рубиновый лазер, описанный в § 2.2. Испытания фотослоев проводились в режиме свободной генерации (импульс излучения состоял из 50 ÷ 100 пачек общей длительностью 250 ÷ 300 мксек.) и режиме модулированной добротности, когда генерировался один импульс длительностью 40 нсек. Обработка эмульсий проводилась в стандартном сенситометрическом проявителе УП-2 при 20° С, энергия излучения, падающего на пластинку, определялась с помощью калориметра ИЭК-1. Погрешность энергетических измерений составляла 20%. Объектами исследования служили лабораторные и промышленные образцы эмульсии «Микрат ВР», сенсibilизированные на длину волны рубинового лазера [42], а также пластинки Кодак 649-F.

Во время опытов записывались голограммы двух плоских волн одинаковой интенсивности, сходящихся на фотопластинке под углом  $10^\circ$ . Особенностью схемы регистрации было то, что фотопластинка экспонировалась широкими пучками света, интенсивность которых плавно убывала от одного края сечения к другому.

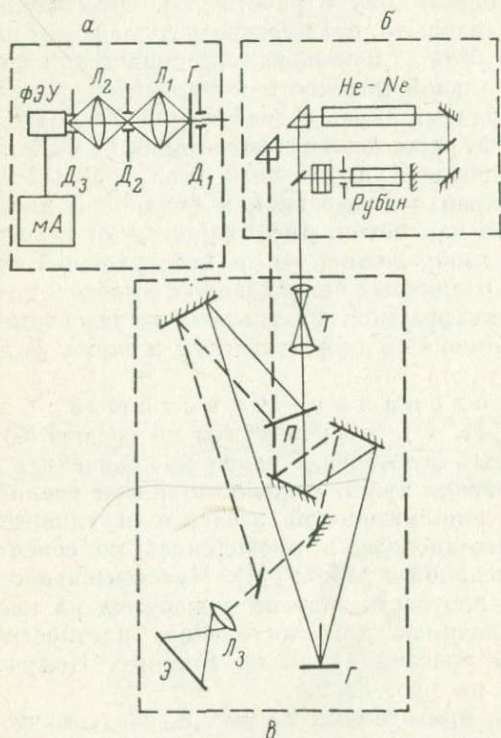


Рис. 7. Схема установки для записи и исследования голографических дифракционных решеток.

*а* — схема реконструкции, *б* — источники излучения, *в* — схема записи. Г — голограмма, Т — телескопическая система, П — полупрозрачное зеркало, Э — экран для контроля стабильности интерференционной картины на голограмме, Л<sub>1</sub>—Л<sub>3</sub> — линзы, Д<sub>1</sub>—Д<sub>3</sub> — диафрагмы.

В результате плотность почернения голограммы непрерывно менялась по ее площади. Распределения интенсивностей объектного и референтного пучков тщательно совмещались, что сохраняло контраст записи неизменным по всей голограмме. При реконструкции голограммы освещались узким пучком гелий-неонового источника ( $d=4$  мм).\* ДЭ измерялась как отношение светового

\* Диаметр голограммы составлял  $40 \div 50$  мм, плотность почернения в пределах просвечиваемой зоны менялась на  $0.1 \div 0.2$ . Однако такая нерав-

потока, идущего в восстановленное изображение и потому падающему на голограмму. Перемещая голограмму относительно восстанавливающего пучка, можно было получить зависимость ДЭ и шума голограммы от плотности ее почернения. Для измерения ДЭ голограммы и шума эмульсии использовалось устройство, аналогичное описанному в работе [43]. Отличительной его особенностью являлось то, что плоскость голограммы проецировалась на фотокатод ФЭУ с помощью телескопической системы  $L_1, L_2$ . В общей фокальной плоскости компонентов системы устанавливался непрозрачный экран с диафрагмой  $D_2$ , благодаря которому из всего потока, рассеянного голограммой, на ФЭУ попадала лишь часть, приходящаяся в телесный угол, равный  $5 \cdot 10^{-4}$  стеррад. Перемещая экран с диафрагмой в фокальной плоскости, можно было измерить как поток, дифрагированный голограммой в восстановленное изображение, так и интегральный шумовой поток, рассеянный в различных направлениях в пределах телесного угла, выделяемого диафрагмой. Результаты исследования чувствительности, дифракционной эффективности и шума фотослоев приводятся ниже.

1. Исследование чувствительности фотослоев [44, 45]. Эксперименты по сравнению чувствительности различных фотослоев, а также по сравнению эффективности методов повышения чувствительности за счет увеличения времени проявления, дополнительной засветки и гиперсенсibilизации раствором триэтанолamina проводились по сенситометрической методике, описанной в работе [44]. Чувствительность слоев определялась как плотность энергии в джоулях на квадратный сантиметр, необходимая для достижения плотности почернения, превышающей уровень вуали на единицу. Полученные данные представлены на рис. 8, 9.

Из данных, приведенных на рис. 8, следует, что чувствительность исследованного фотослоя возрастает в 3—5 раз при увеличении времени проявления вдвое в интервале времен проявления от 4 до 32 мин. Наклон кривой чувствительности зависит от режима экспонирования и достигает наибольшего значения при самых коротких экспозициях ( $t_s \sim 10^{-7}$  сек.). Для коротких экспозиций характерен и наиболее быстрый рост наклона характеристической кривой с увеличением времени проявления. При больших временах проявления (16—32 мин.) характеристические кривые имеют практически одинаковую форму и наклон при всех режимах экспонирования, тогда как при обычных условиях обработки ( $t_{np} = 4 \div 8$  мин.) эти характеристики фотослоя отличаются весьма заметно. То же относится и к абсолютной чувствительности фотослоя, определенной в режимах свободной гене-

---

номерность не влияла на результаты измерений, что было установлено контрольными опытами, в которых диаметр восстанавливающего пучка уменьшался до 1 мм.

рации и модулированной добротности. Таким образом, увеличение времени проявления исследованных фотопластинок приводит к значительному (на 2 и более порядка) росту их чувствительности

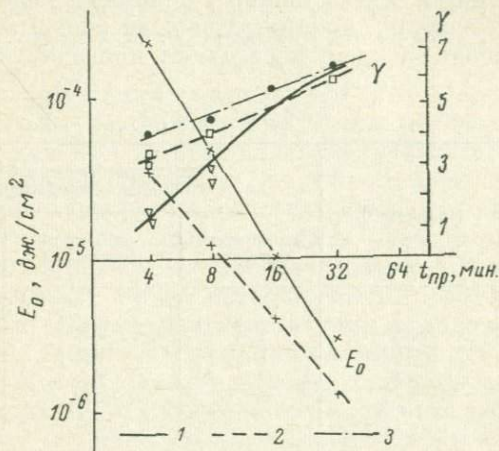


Рис. 8. Зависимость чувствительности  $E_0$  и наклона характеристических кривых  $\gamma$  пластинок «Микрат ВР» от времени проявления  $t_{пр}$ . 1 — режим модулированной добротности, 2 — режим пиковой генерации, 3 — режим непрерывной засветки гелий-неоновым лазером.

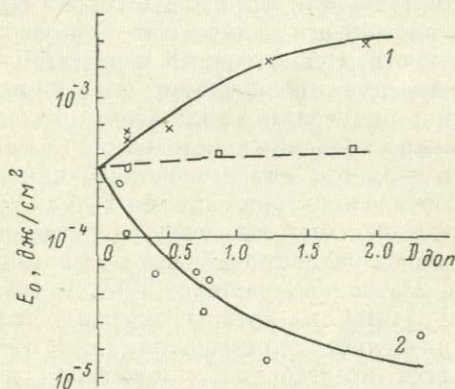


Рис. 9. Зависимость чувствительности  $E_0$  пластинок «Микрат ВР» от плотности почернения  $D_{дон}$ , создаваемого дополнительной засветкой.

Сплошные кривые — результаты с рубиновым лазером в режиме модуляции добротности, пунктир — непрерывный режим гелий-неонового режима; 1 — предварительная засветка, 2 — последующая засветка.

при одновременном уменьшении отклонений от закона взаимозаменяемости. Платой за эти преимущества является заметное увеличение плотности вуали и рассеяния в эмульсии. Влияние последних факторов на параметры голограммы будет рассмотрено ниже.

Эффект дополнительной засветки фотослоя существенно зависит от плотности почернения, создаваемого этой засветкой. Если экспозиция производится импульсным лазером, очень важно также, когда осуществляется дополнительная засветка — до или после основной. Действительно, из рис. 9 видно, что последующая дополнительная экспозиция приводит к увеличению

Таблица 3

Эмульсия	Краситель	Повышение чувствительности гиперсенсibilизацией ТЭА		
		одиночный импульс	свободная генерация	непрерывное излучение
«Микрат ВР»	1833	2.8	3.3	6
«Микрат ВР»	3912	0.5	1.2	2
Кодак	649-F	1	1.5	—

чувствительности фотослоя, тогда как предэкспозиция, напротив, снижает ее. При применении газового лазера чувствительность и характеристическая кривая почти не меняются как в том, так и в другом случае. В целом последующая экспозиция позволяет увеличить чувствительность фотослоя «Микрат ВР» примерно на порядок при освещении его излучением рубинового лазера с модуляцией добротности. Существенный недостаток этого метода — значительное снижение прозрачности пластинки, что особенно нежелательно при получении амплитудных голограмм.

Одним из распространенных методов повышения чувствительности эмульсий является гиперсенсibilизация их триэтаноламином (ТЭА). С целью проверки влияния ТЭА на чувствительность исследуемых фотослоев был проведен ряд экспериментов, в которых образцы перед экспонированием подвергались трехминутному купанию в 2% водном растворе ТЭА. В табл. 3 приведены полученные результаты, из которых следует, что действие ТЭА зависит как от длительности освещения, так и от типа эмульсии. Общей чертой всех исследованных пластинок являлось значительное (в несколько раз) снижение эффективности действия ТЭА при уменьшении времени экспонирования. Таким образом, применение ТЭА, увеличивая в общем чувствительность эмульсии, одновременно приводило к росту отклонений от закона взаимозаменяемости. Интересно, что для эмульсии «Микрат ВР» (краситель № 3912) при экспонировании одиночным импульсом с модулированной добротностью наблюдалось даже уменьшение чувствительности в 2 раза. Все это позволяет сделать вывод о сравнительно малой эффективности гиперсенсibilизации исследованных эмульсий раствором триэтанолamina в области коротких экспозиций. Следует, однако, отметить, что триэтанолaminовые ванны

были весьма полезными в другом отношении, а именно, когда в эмульсии имелись дефекты, связанные, по-видимому, с плохим качеством нанесения подслоя. В этом случае после купания в триэтиламине происходило «залечивание» дефектов эмульсии, что приводило к значительному повышению качества голограммного изображения.

Суммируя результаты, приведенные в этой части параграфа, можно заключить, что наиболее эффективным способом дополнительного увеличения чувствительности фотопластинок для импульсной голографии является увеличение времени проявления. Применяя последующую засветку фотослоя и гиперсенсibilизацию триэтаноламином, можно поднять чувствительность в 3—10 раз, однако в первом случае значительно снижается прозрачность голограммы, а второй метод приводит к росту чувствительности не всегда. Данные, полученные нами по каждому из методов, качественно согласуются с представлениями о свойствах фотографических слоев в условиях кратковременной засветки, основанных на исследовании других фотоматериалов [46].

2. Дифракционная эффективность и отношение сигнал/шум голограмм. Влияние условий экспонирования и обработки. Эффективное применение методов голографии во многом определяется дифракционной эффективностью и отношением сигнал/шум полученных голограмм. Действительно, дифракционная эффективность определяет яркость восстановленного изображения, а отношение сигнал/шум — его контраст. Отношением сигнал/шум будем называть величину  $I_c / \langle I_m \rangle$ , в которой интенсивность сигнала  $I_c$  определяется дифракционной эффективностью голограммы, а  $\langle I_m \rangle$  — как часть потока, падающего на голограмму, которая рассеивается флуктуациями ее прозрачности в заданном направлении в пределах телесного угла  $\Omega_0$ , соответствующего единице пространственной частоты.  $\Omega_0 = (\lambda \Delta v)^2$ , где  $\Delta v = 1 \text{ мм}^{-1}$ ,  $\lambda$  — длина волны, на которой производится измерение. При  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$   $\Omega_0 = 4 \cdot 19 \cdot 10^{-7}$  стеррад. Иными словами, воспользуемся представлением шума в виде распределения по углам. Такое представление особенно удобно при расчете контраста изображения протяженных объектов с известным угловым размером. Действительно, если известно отношение  $I_c / \langle I_m \rangle$  для единичного угла  $\Omega_0$ , то в пренебрежении шумами, связанными с нелинейностью записи, контраст восстановленного изображения протяженного объекта  $K_{об}$  с угловым размером, равным  $\Omega_{об}$ , можно определить как

$$K_{об} \approx \frac{I_c}{\langle I_m \rangle} \cdot \frac{\Omega_0}{\Omega_{об}}$$

На рис. 10 приведена зависимость дифракционной эффективности от средней плотности голограмм, записанных на пластинках «Микрат ВР» для различных времен проявления. Сплошные кри-

вые относятся к амплитудным голограммам, пунктирные — к отбеленным в красной кровяной соли. Видно, что с увеличением времени проявления форма кривых сохраняется, однако снижается максимум дифракционной эффективности, а его положение смещается в сторону больших плотностей почернения. Отбеленные голограммы отличаются значительно большей дифракционной

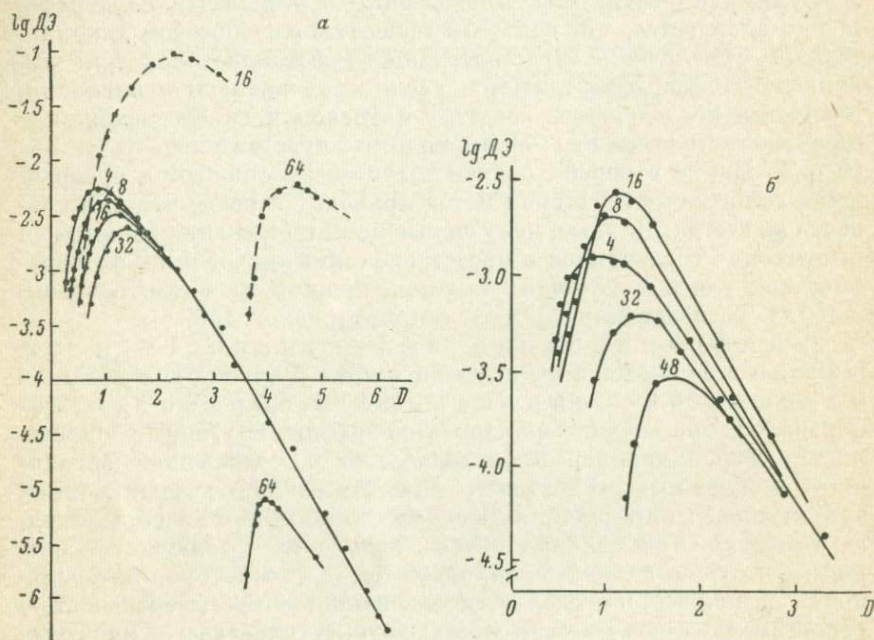


Рис. 10. Зависимость дифракционной эффективности голограмм от плотности почернения при разных временах проявления.

*a* — запись с помощью гелий-неонового лазера, *б* — с помощью рубинового лазера с модульцией добротности. Цифры у кривых — время проявления  $t_{пр}$ .

эффективностью (примерно в 20 раз), а также сдвигом максимума до значений  $D=2.5 \div 3.0$ . Отсюда следует, что голограммы, предназначенные для последующего отбеливания, необходимо экспонировать до гораздо большего почернения, чем амплитудные. Семейство кривых для амплитудных голограмм, полученных с помощью импульсного рубинового лазера, отличается тем, что с увеличением времени проявления максимальная дифракционная эффективность меняется с ростом времени проявления не монотонно, а имеет максимум при  $t_{пр}=16$  мин. При малых временах проявления дифракционная эффективность импульсных голограмм в 2—3 раза ниже, чем у голограмм, записанных на тех же пластинках с помощью гелий-неонового лазера. Отмеченные особенности поведения слоев могут быть в основном объяснены изменениями формы характеристической кривой эмульсии, построенной как за-

зависимость амплитудного пропускания  $\tau_A$  от величины экспозиции  $E$ . Эти кривые, построенные по данным сенситометрических измерений, приведены на рис. 11. Квадрат наклона кривых определяет значение дифракционной эффективности голограммы при данной экспозиции [47]. Для каждой кривой по наклону самого

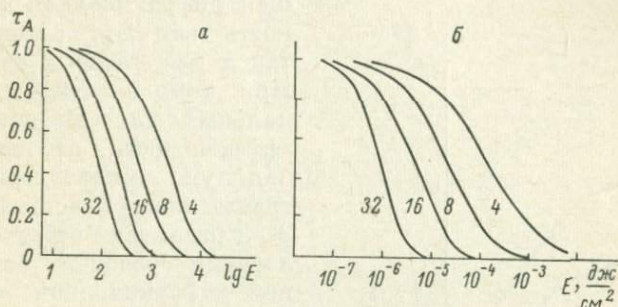


Рис. 11. Характеристические кривые пластинок «Микрат ВР» при освещении излучением гелий-неонового лазера (а) и лазера на рубине (б). Цифры у кривых — время проявления  $t_{пр}$ .

крутого участка определялась величина максимальной дифракционной эффективности. Затем эта величина умножалась на прозрачность вуали. Полученные значения представлены на рис. 12 вместе с данными непосредственных измерений, причем расчетные значения совмещались с экспериментальными в точке, соответствующей  $t_{пр}=8$  мин. для газового лазера. Как видно, расчетные кривые согласуются с результатами эксперимента.

Результаты измерения шума пластинок «Микрат ВР» приведены на рис. 13. Угол наблюдения составлял  $10^\circ$ , фотопластинки экспонировались пучком рубинового лазера без использования рассеивателя. Заметно резкое различие в ходе зависимости шума для амплитудных и отбеленных голограмм. Если в первом случае характерно линейное падение логарифма интенсивности шума с ростом плотности почернения, то шум отбеленных голограмм, напротив, возрастает с увеличением начальной плотности слоя, а при плотностях порядка 4—5 и выше становится постоянным. Вторая особенность заключается в значительном увеличении шума голограммы с ростом времени проявления и уменьшении наклона кривой зависимости шума от плотности голограммы. Так, при изменении времени проявления от 4 до 32 мин. шум голограммы увеличивается в 4—7 раз, а наклон кривой уменьшается в 1.3 раза.

Располагая данными о дифракционной эффективности голограмм и интенсивности света, рассеянного в единичный телесный угол, нетрудно построить параметр сигнал/шум, определенный выше как отношение названных величин. Зависимости отношения сигнал/шум от плотности пластинки в общем подобны характеристикам дифракционной эффективности, но вместе с тем отличаются

и рядом особенностей. Во-первых, максимальная величина этого отношения достигается при значениях плотности, равной 2—3 для амплитудных голограмм и около 2 для отбеленных. Таким образом, условия получения максимального отношения сигнал/шум не совпадают с условиями, при которых достигается наибольшая дифракционная эффективность как для амплитудных, так и для фазовых голограмм. При этом в условиях, оптимальных для дифракционной эффективности, отношение сигнал/шум амплитудных голограмм ниже максимального в 2—3 раза. Для отбеленных голограмм условия максимальной дифракционной эффектив-

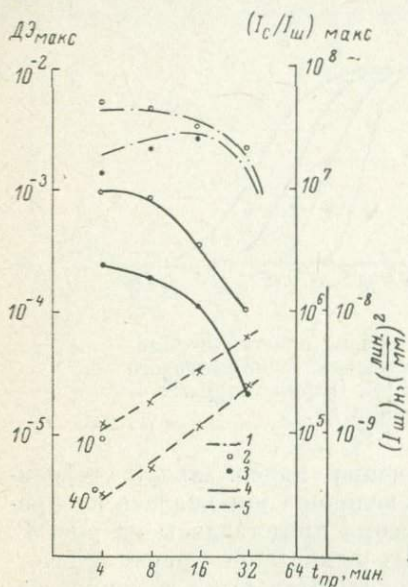


Рис. 12. Зависимость значений  $DЭ_{max}$ ,  $(I_c/I_{ш})_{max}$ ,  $(I_{ш})_н$  от времени проявления.

1 — расчетные кривые для  $DЭ_{max}$ , 2 — экспериментальные точки для  $DЭ_{max}$ , при записи голограмм в свете гелий-неонового лазера, 3 — то же в случае рубинового лазера, 4 —  $(I_c/I_{ш})_{max}$ , 5 —  $(I_{ш})_н$  при различных углах рассеяния.

ности и отношения сигнал/шум разнятся не так сильно и при значениях начальной плотности 2—2.5 дифракционная эффективность и сигнал/шум находятся в пределах 70% от максимально возможных значений. Другая особенность состоит в более быстром по сравнению с дифракционной эффективностью падении отношения сигнал/шум при увеличении времени проявления, что объясняется возрастанием рассеяния в эмульсии. Наконец, следует отметить, что отбеливание голограмм в красной кровяной соли наряду с увеличением эффективности в 20—30 раз приводит к падению отношения сигнал/шум в 3—5 раз. Зависимость шума и максимального значения отношения сигнал/шум от времени проявления для «Микрата ВР» показана на рис. 12. Там же пунктиром отмечены данные по шуму пластинок Agфа 10E75, взятые из работы [40]. Видно, что шум в обоих случаях возрастает с ростом проявления линейно и примерно с одинаковым наклоном. Величина максимального отношения сигнал/шум в отличие от максимальной дифракционной эффективности монотонно падает при записи голограмм как с помощью газового, так и импульсного лазера.

Перейдем теперь к определению чувствительности фотослоя исходя из дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум.

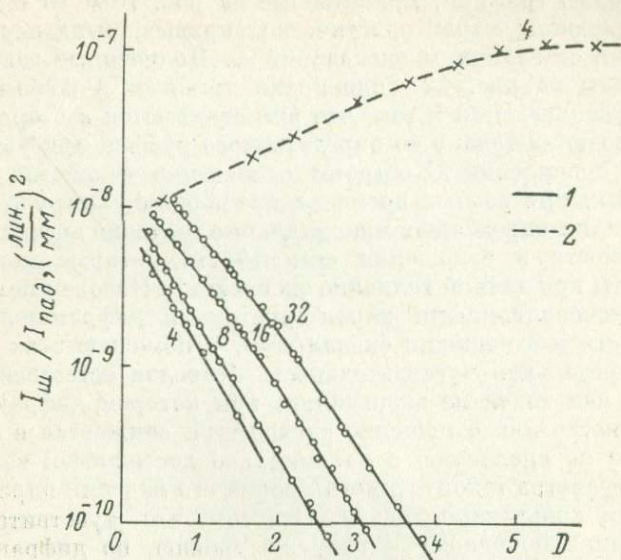


Рис. 13. Зависимость шумов пластинок «Микрат ВР» от плотности почернения времени проявления.  
 1 — амплитудная голограмма, 2 — отбеленная голограмма.

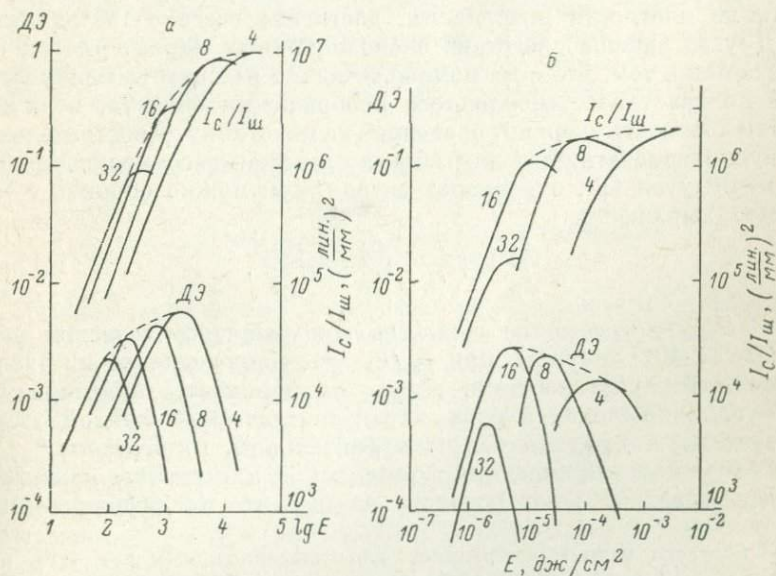


Рис. 14. Дифракционная эффективность  $ДЭ$  и отношение  $I_c/I_ш$  голограмм, записанных с помощью гелий-неонового лазера (а) и рубинового лазера (б), в функции от величины экспозиции.

С этой целью графики, приведенные на рис. 10 и 13 с помощью соответствующих характеристических кривых, были перестроены в функции от величины экспозиций  $E$ . Полученные зависимости изображены на рис. 14 сплошными линиями. Главная их особенность заключается в том, что они сдвигаются в сторону меньших экспозиций только до определенного рубежа при увеличении времени проявления. Построим огибающие семейства кривых, полученных при разных временах проявления. Нетрудно видеть, что эти линии определяют максимальные значения дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум, которые могут быть достигнуты при данной величине экспозиции. Назовем полученные линии экспозиционными характеристиками дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум. С помощью этих характеристик предельная чувствительность фотослоя естественно определяется как значение экспозиции, при котором дифракционная эффективность или отношение сигнал/шум снижается в заданное число раз по сравнению с максимально достижимой величиной. Выбор параметра и допустимого уровня его падения определяется условиями конкретной задачи. Отметим, что чувствительность, определенная по одному и тому же уровню, по дифракционной эффективности, оказывается более высокой, чем полученная исходя из отношения сигнал/шум. Так, при выборе чувствительности по уровню 0.1 ее значение по яркости для пластинок «Микрат ВР» составляет  $8 \cdot 10^{-7}$  Дж/см<sup>2</sup>, а по контрасту  $2.3 \cdot 10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>. Для сравнения напомним, что чувствительность, определенная нами по плотности почернения, достигала всего  $3 \cdot 10^{-5}$  Дж/см<sup>2</sup>.

Другое важное следствие экспозиционных характеристик заключается в том, что с их помощью можно рассчитать максимальный контраст восстановленного изображения объекта, если известна плотность энергии, падающей на пластинку. Действительно, нетрудно показать, что для объекта, занимающего произвольный телесный угол  $\Omega_{об}$ , отношение сигнал/шум можно оценить с помощью выражения

$$\frac{I_c}{I_m} = \left( \frac{I_c}{I_m} \right)_0 \frac{\Omega_0}{\Omega_{об}} k_n \frac{I_{об}}{I_{реф}}, \quad (42)$$

где  $(I_c/I_m)_0$  — отношение сигнал/шум в единичном телесном угле  $\Omega_0$  ( $\Omega_0 = 4 \cdot 10^{-7}$  стерад.) при  $I_{об}/I_{реф} = 1$ , определяемое из экспозиционной характеристики, а  $k_n$  — коэффициент, характеризующий влияние нелинейности характеристической кривой фотоматериала на дифракционную эффективность голограммы.\*

Возможность применения формулы (42) для расчета контраста произвольных объектов основана на том, что их дифракционная

\* Согласно нашим измерениям, для пластинок «Микрат ВР» при  $I_{об}/I_{реф} < 1/10$   $k_n$  не зависит от  $I_{об}/I_{реф}$  и равен 4. При увеличении  $I_{об}/I_{реф}$  от 1/10 до 1  $k_n$  уменьшается от 4 до 1. Влияние нелинейности записи голограммы подробно рассматривалось как теоретически, так и экспериментально в ряде работ (см., например, [49—51]).

эффективность не превосходит эффективности точечного объекта и близка к ней (согласно расчетам, проведенным в [49], отношение этих эффективностей равно 0.643). В случае точечного объекта  $\Omega_{об} \approx (\lambda/D)^2$ . Если объект состоит из  $N$  точек примерно одинаковой яркости, то  $\Omega_{об} = N (\lambda/D)^2$ , если он сплошной, то  $\Omega_{об}$  просто равен его угловому телесному размеру. Задаваясь значением отношения сигнал/шум, допустимым для данной задачи  $(I_c/I_m)_{доп}$ , с помощью формулы (42) находим максимальный угловой размер объекта  $(\Omega_{об})_{макс}$  или число точек, которые можно зарегистрировать на голограмме соответственно как

$$(\Omega_{об})_{макс} = \frac{(I_c/I_m)_0}{(I_c/I_m)_{доп}} \Omega_0 k_{II} \frac{I_{об}}{I_{реф}}, \quad (43)$$

$$N_{макс} = \frac{(I_c/I_m)_0}{(I_c/I_m)_{доп}} \Omega_0 k_{II} \frac{I_{об}}{I_{реф}} \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 = \frac{(\Omega_{об})_{макс}}{\Omega_{эл}}, \quad (44)$$

где  $\Omega_{эл}$  — угловой размер элемента, разрешаемого голограммой. Например, для пластинок «Микрат ВР»  $(I_c/I_m)_0 \approx 6 \cdot 10^6$ . Принимая  $(I_c/I_m)_{доп} = 10$ ,  $I_{об}/I_{реф} = 0.1$ ,  $\Omega_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ ,  $D = 30$  мм и  $\lambda = 0.6$  мкм, находим  $(\Omega_{об})_{макс} = 6 \cdot 10^{-2}$ , что соответствует линейному углу около  $15^\circ$ ,  $N_{макс} = 2 \cdot 10^8$ . Одновременно последняя величина представляет собой и динамический диапазон голограммы.

Из приведенных примеров следует, что экспозиционные характеристики весьма полно отражают возможности фотослоя для регистрации объектов различных типов. Знание этих характеристик особенно важно при получении голограмм с импульсным лазером, когда требуется максимальная яркость и контраст изображения при ограниченной энергии источника.

## II. Работы по практическому применению голографии с импульсным лазером

### § 2.1. Обзор основных направлений применения импульсной голографии

Главное достоинство голографии с использованием импульсного лазера — возможность получения объемных изображений движущихся и нестабильных объектов — лежит в основе всех ее практических применений. Первые работы по импульсной голографии — [4], в которой была получена голограмма летящей пули, и [52], где зарегистрировано пространственное распределение капелек тумана, положили начало двум важным направлениям применения импульсной голографии — голографической интерферометрии быстротекающих процессов и голографическому анализу пространственных распределений микрочастиц. Среди применений импульсной голографии отметим также получение изображений живых объектов, в том числе портрета человека [53, 54].

В последующих работах методами голографической интерферометрии с использованием импульсного лазера был исследован ряд объектов — газодинамические потоки, обтекающие летящую пулю [55], и модели в аэродинамических трубах [56]; искра, возникающая при фокусировке лазерного излучения [57]; явление самофокусировки лазерного излучения в прозрачных средах [58] и т. д. В настоящее время голографическая интерферометрия представляет собой хорошо разработанный метод исследования, позволяющий решать широкий круг задач, связанных с визуализацией оптических неоднородностей и исследованием деформаций поверхностей. Детальный анализ возможностей и ограничений метода голографической интерферометрии содержится в работах [59, 60]. Голографической интерферометрии быстропотекающих процессов посвящена также следующая работа настоящего сборника.

Возможности голографического метода для изучения пространственных распределений микрочастиц были продемонстрированы в ряде работ применительно к определению размеров и расположения аэрозолей [61], а также определению направлений треков в пузырьковых камерах [62]. Однако разрешающая способность и глубина поля зрения изображений частиц, достигнутые в этих работах, были невелики. Согласно данным [61], для использованных там фотоматериалов и оптики частицы диаметром до 20 мкм можно было наблюдать по глубине не более 100 мм. К тому же концентрация этих частиц не превышала  $10 \div 100 \text{ см}^{-3}$ . В ряде практических задач (например, в струях пара, истекающего из сопел турбин; потоках частиц, возникающих при горении топлива) концентрация частиц может достигать  $10^3 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$  при размере частиц до единиц микрометра и глубине поля зрения в десятки сантиметров. Поэтому представлялось необходимым провести исследование предельных возможностей голографического метода регистрации микрочастиц, а также определить факторы, ограничивающие его возможности. Рассмотрение этих вопросов составляет содержание § 2.4. Там же приведены результаты экспериментов по голографической регистрации быстро движущихся потоков микрочастиц.

О первом эксперименте по получению голограмм живых объектов было сообщено в работе [53]. В конце 1968 г. получен первый голографический портрет человека [57]. В качестве источника излучения использовался одномодовый рубиновый лазер с модулированной добротностью и двумя каскадами усиления. Голограммы записывались по двухлучевой схеме на эмульсии 10E75, человек освещался через диффузный экран с тем, чтобы избежать повреждения сетчатки глаз. Для уменьшения вносимых усилителем фазовых искажений часть излучения, используемая для создания референтного пучка, ответвлялась непосредственно на выходе генератора. Несколько позднее голографические портреты людей были получены в работах [63—66]. Результаты работы [63] приведены в § 2.3.

Следует отметить, что возможности применения импульсной голографии в значительной мере определяются параметрами используемых лазеров, в первую очередь — их когерентностью и выходной энергией. Результаты экспериментов по получению и исследованию одномодовых режимов работы рубинового лазера для голографии, а также по исследованию мощного оптического усилителя представлены в следующем параграфе.

## § 2.2. Разработка макета рубинового лазера для исследований в области голографии и практического применения голографического метода

Для обеспечения работы в области импульсной голографии был разработан мощный рубиновый лазер, обладающий предельно высокой пространственно-временной когерентностью. О получении одномодовых режимов генерации сообщалось в работах [67—71], в которых использовались резонаторы различных конфигураций, селективные к продольным и поперечным модам. Практически наиболее удобными, на наш взгляд, являются конфигурации, близкие к плоскопараллельной и к полуконцентрической. Вместе с тем литературные данные не давали оснований для вывода о том, какой из названных вариантов в большей степени удовлетворяет требованиям голографии. Поэтому при разработке макета кристаллы испытывались как в плоскопараллельном, так и в полуконцентрическом резонаторах,\* что позволило сравнить эти конфигурации и выявить присущие им достоинства и недостатки. Были проведены также эксперименты, позволившие оценить влияние на селекцию продольных и поперечных мод различных элементов резонатора (резонансных отражателей, насыщающихся фильтров, диафрагм, сферических зеркал) и их взаимного расположения.

Схема установки для исследования параметров лазера приведена на рис. 15 [72]. Установка позволяла одновременно с получением голограмм регистрировать спектр, поперечную структуру, а также временные и энергетические характеристики излучения. Настройка регистрирующей и голографической частей схемы производилась с помощью газового лазера, юстировка резонатора — с помощью автоколлиматора с точностью до  $10''$ .

Приводим параметры установки: кристаллы рубина среднего оптического качества длиной 90 или 120 мм, диаметром 6.5 мм имели ориентацию оптической оси  $90^\circ$ . Для обеспечения равномерной подсветки кристалла одноламповый цилиндрический отражатель был выполнен из молочного стекла МС-14, кристалл охлаждался водой, а его оптическая ось ориентировалась перпендикулярно направлению на лампу. Резонатор имел длину около 1 м.

\* Здесь и в дальнейшем для краткости будем вместо «близкий к плоскопараллельному (концентрическому)» употреблять просто «плоскопараллельный (концентрический)».

Модуляция добротности осуществлялась двумя типами насыщающихся фильтров — ячейками с раствором фталоцианина ванадия в нитробензоле и плоскопараллельными пластинками из стекла КС-19. Начальное пропускание фильтров составляло от 30 до 50%, фильтры помещались между глухим зеркалом и кристал-

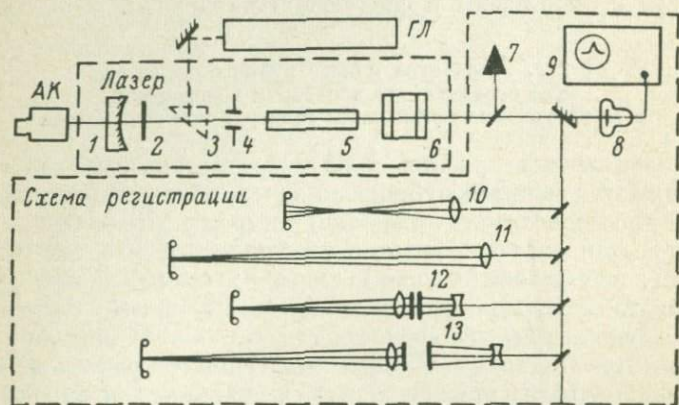


Рис. 15. Схема установки для изучения параметров рубинового лазера.

1 — сферическое зеркало; 2 — насыщающийся фильтр; 3 — призма, вводимая в резонатор при настройке схемы с помощью газового лазера (ГЛ); 4 — диафрагма; 5 — кристалл рубина; 6 — резонансный отражатель; 7 — калориметр; 8 — коаксиальный фотоэлемент ФЭК-09; 9 — осциллограф ИЭ-7; 10, 11 — линзы, проектирующие на фотопленку распределения поля излучения лазера в ближней и дальней зонах; 12, 13 — интерферометры Фабри—Перо с базами 2 и от 30 до 400 мм соответственно; АК — автоколлиматор.

лом рубина. В ходе экспериментов установлено, что применение обоих типов фильтров при равном начальном пропускании давало примерно одинаковые результаты. Поэтому в дальнейшем использовались фильтры из КС-19, более простые в обращении.

Селекция мод была проведена в ходе работы для четырех кристаллов рубина. Большинство экспериментов проводилось в режиме модулированной добротности.

Испытания кристаллов и резонаторов производились следующим образом. Для каждого кристалла и расположения элементов резонатора фотографировалась картина поля излучения в ближней и дальней зоне при различных наклонах глухого зеркала.

Оптимальное положение элементов резонатора определялось именно по этой картине, так как было установлено, что настройка по максимальной выходной энергии не всегда обеспечивала одномодовый режим работы. После этого в случае необходимости в резонатор вводились диафрагмы различного диаметра. Оптимальное положение диафрагм также определялось по картинам распределения поля излучения. Факт генерации на одной попе-

речной моде считался установленным, если измеренная расходимость соответствовала дифракционной, рассчитанной для сферического резонатора по формуле

$$\varphi_m = \frac{2\lambda}{D} \cdot \frac{x_m^2}{\pi}, \quad (45)$$

аналогично тому, как это делалось в работе [73]. В выражении (45)  $\varphi_m$  — расходимость поперечной моды с индексом  $m$ , измеренная по уровню 0.03 от максимального;  $\lambda$  — длина волны излучения лазера;  $x_m$  — коэффициент, значения которого определяются поперечным индексом  $m$  и приводятся в [73];  $D$  — диаметр пятна генерации на отражателе, измеряемый также по уровню 0.03 от максимального значения. Продольная модовая структура излучения определялась по виду спектра на интерферограммах Фабри—Перо. Вывод о генерации на одной продольной моде делался, когда в спектрах, полученных на интерферометрах с базами 2 и 300 мм, наблюдалась одна узкая линия.

Основные результаты и выводы из проведенной работы могут быть сформулированы следующим образом. Генерация на одной продольной и одной поперечной моде  $TEM_{002}$  была достигнута как в плоскопараллельном, так и полуконцентрическом резонаторах. Ниже приводятся параметры излучения, полученные в обоих случаях.

#### А. Энергетические и временные параметры

1. Для всех четырех кристаллов рубина удалось получить одномодовый режим (мода  $TEM_{00}$ ) с энергией генерации  $15 \div 30$  мдж в одиночном импульсе при модуляции добротности фильтром с начальным пропусканием около 50% и  $0.07 \div 0.1$  дж в режиме свободной генерации. В многомодовых режимах выходная энергия составляла соответственно  $0.06 \div 0.1$  и  $0.4 \div 0.5$  дж.

2. В режиме излучения одного импульса и одной поперечной моды длительность импульса, имевшего симметричную форму по уровню половинной мощности, составляла примерно 40 нсек., тогда как в многомодовом режиме длительность возрастала до  $50 \div 120$  нсек., импульс становился ассиметричным и не всегда имел гладкую форму. В режиме свободной генерации в обоих случаях имели место неупорядоченные пульсации в течение  $100 \div 150$  мсек. Таким образом, в пиковом режиме в отличие от режима модулированной добротности не наблюдалось зависимости между модовым режимом и временными характеристиками излучения.

3. В одномодовом режиме длительность одиночного импульса для обеих конфигураций резонатора была примерно одинаковой, но полуконцентрический резонатор обеспечивал несколько более высокие значения выходной энергии (на  $20 \div 40\%$ ).

## Б. Поперечная структура излучения

1. Для того чтобы получить конфигурацию, близкую к плоскопараллельной, как известно, необходимо компенсировать искажение резонатора неоднородностями кристалла, возникающими при его выращивании и во время накачки. Поэтому радиус кривизны 99%-го зеркала подбирался экспериментально в соответствии с характером неоднородностей кристалла. Так, для кристалла, имевшего в невозбужденном состоянии неоднородность, подобную рассеивающей линзе с фокусом 2.2 м и размещавшегося около сферического зеркала, наилучшие результаты были получены с вогнутым зеркалом с радиусом кривизны, равным 2 м. В случае корригированных кристаллов лучшие параметры обеспечивались плоским либо выпуклым зеркалом с радиусом кривизны около 5 м.

2. Допустимый размер диафрагмы, при котором имела место, устойчивая одномодовая генерация, зависел от качества кристалла и режима работы лазера и составлял от 3 до 1.5 мм. В режиме свободной генерации допустимый диаметр диафрагмы был обычно на  $0.5 \div 1$  мм меньше, чем при модуляции добротности. При увеличении размера диафрагмы генерировались моды с более высокими поперечными индексами. Пример одномодового распределения поля генератора в дальней зоне приведен на рис. 16, а.

3. В полуконцентрическом резонаторе с вогнутым зеркалом радиусом 1 м одномодовый режим был получен при работе резонатора в области неустойчивости, когда его оптическая длина на  $5 \div 15$  см превышала радиус кривизны зеркала. Отметим характерные особенности такого резонатора. Генерация на одной нижней моде  $TEM_{00}$  имела место без введения диафрагмы в том случае, когда кристалл располагался вблизи сферического зеркала с радиусом кривизны 1 м (рис. 16, б). При смещении кристалла к плоскому отражателю на расстояние 400 мм генерировались более сложные поперечные моды (рис. 16, в). Моды особенно высокого порядка возбуждались в случае, когда кристалл располагался вблизи плоского отражателя (рис. 16, г). Генерация на таких модах, по-видимому, связана с уменьшением объема, занимаемого низшими модами, из-за фокусировки излучения вблизи плоского отражателя.

4. Установлено, что резонансный отражатель с базой 25 мм не оказывал сколько-нибудь заметного влияния на поперечную структуру излучения. Введение в резонатор насыщающегося фильтра также не давало вклада в селекцию поперечных мод.

Таким образом, в плоскопараллельном резонаторе селекция поперечных мод осуществлялась путем подбора кривизны сферического зеркала и диаметра диафрагмы, тогда как в полуконцентрическом резонаторе — в результате изменения положения кристалла вдоль оси лазера и изменения длины резонатора.

## В. Спектр излучения

1. Устойчивая генерация на одной частоте (одной продольной моде) была получена нами на всех кристаллах в плоскопараллельном резонаторе с резонансным отражателем в режиме излучения одиночного импульса. В других условиях спектр существенно менялся или становился менее воспроизводимым.

2. При замене резонансного отражателя плоским зеркалом или при переходе от плоскопараллельного резонатора к полуконцентрическому спектр в режиме генерации одиночного импульса не всегда состоял из одной линии, нередко излучались две или даже три моды. Генерация нескольких мод в последнем случае, возможно, связана со снижением селективных свойств резонансного отражателя, поскольку на него падал непараллельный пучок света.

3. В режиме генерации двух и более импульсов спектр излучения состоял из соответствующего числа линий, причем в присутствии резонансного отражателя частоты их точно соответствовали соседним интерференционным максимумам резонансного отражателя.

4. В режиме свободной генерации структура спектра усложнялась по сравнению со случаем излучения одиночного импульса. При использовании резонансного отражателя наблюдались две пары узких линий, частоты которых также соответствовали максимумам резонансного отражателя. При замене резонансного отражателя плоским зеркалом грубая структура спектра задавалась селективными свойствами подложки и спектр состоял из 4—5 пар линий, включавших в себя по несколько групп мод с соседними индексами.

Из вышеприведенных пунктов можно заключить, что основную роль в селекции продольных мод играли резонансный отражатель и режим генерации (излучение одного или нескольких импульсов, или же режим свободной генерации).

В целом проведенная работа дала возможность уяснить влияние условий работы импульсного рубинового лазера на его пространственную и временную когерентность, что в свою очередь позволило изменять в широких пределах когерентные свойства источника в зависимости от требований, которые предъявляли к ним эксперименты по голографии. В результате была выбрана конфигурация резонатора, близкая к плоскопараллельной, поскольку в этом случае при использовании резонансного отражателя и диафрагмы имела место неизменная генерация на одной продольной и одной поперечной модах, а также не происходило фокусировки излучения на элементах резонатора. Это увеличивало надежность и срок службы лазера, который излучал в наших экспериментах свыше 2000 вспышек без разборки камеры и замены элементов резонатора. Плоскопараллельная конфигурация давала также возможность переходить от режима генерации одной продольной и одной поперечной мод к многомодовым режимам путем

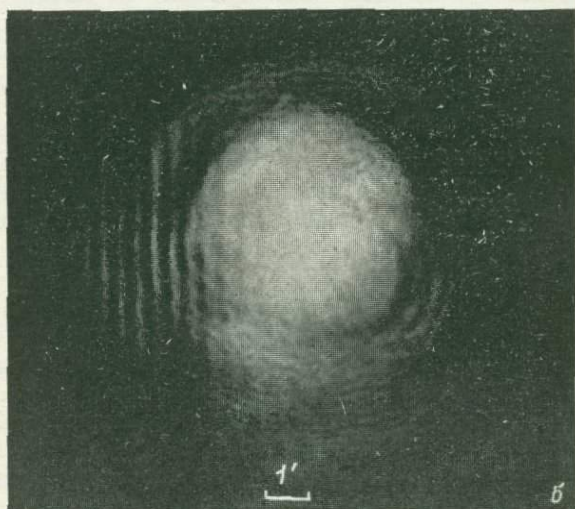
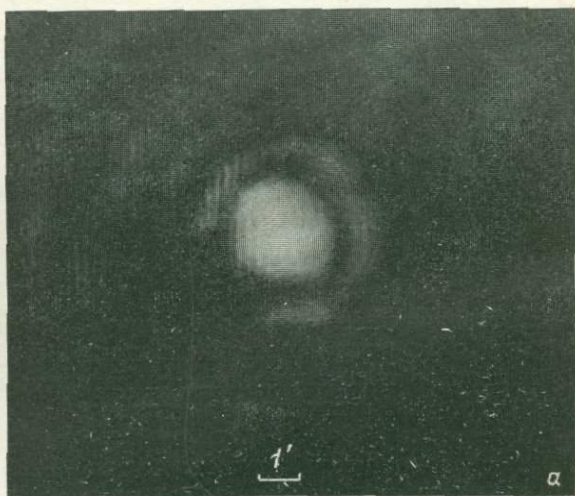


Рис. 16. Распределение поля в дальней зоне для случаев плоскопараллельного резонатора с диафрагмой диаметром 2 мм (*a*) и неустойчивого полуконцентрического резонатора (*б, в, г*).

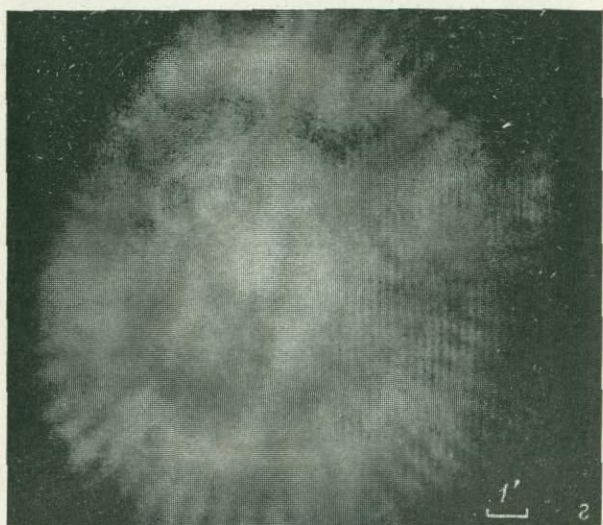


Рис. 16 (продолжение).

простой замены диафрагмы или выводом из резонатора оптического затвора. Эти операции выполнялись легко и не требовали последующей юстировки резонатора.

Недостатком такой конфигурации являлась большая критичность юстировки отражателей. Так, при отклонении одного из

зеркал от оптимального положения на  $0.5'$  имела место генерация моды  $TEM_{01}$ .

Для увеличения энергии одномодового излучения использовался оптический уси-

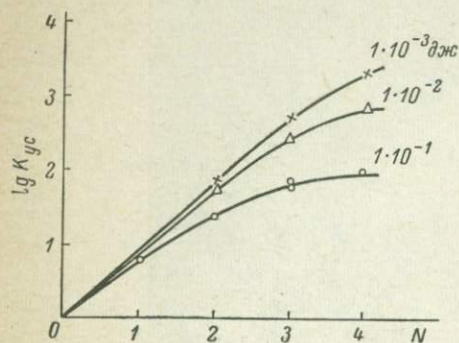


Рис. 17. Зависимость коэффициента усиления  $K_{ус}$  от числа каскадов усиления  $N$  при различных плотностях энергии входного сигнала.

литель мощности, состоявший из четырех кристаллов рубина длиной 120 мм и диаметром 10 мм с торцами, срезанными под углом Брюстера. Коэффициент усиления каждого кристалла при работе в линейном режиме и оптимальной задержке импульса ламп накачки и ориентации оптических осей  $90^\circ$  кристаллов задающего генератора и усилителей достигал 10. Однако общий коэффициент четырехкаскадного усилителя оказывался значительно меньшим, чем произведение коэффициентов усиления каждого из каскадов из-за нелинейных эффектов насыщения, возникающих при высокой плотности потока излучения [74, 75]. На рис. 17 приведена зависимость коэффициента усиления от числа каскадов при различных значениях входной энергии. Видно, что с ростом входной энергии быстро падают коэффициент усиления и эффективность увеличения числа каскадов. Так, при входной энергии порядка 0.1 Дж использование четвертого каскада практически теряет смысл. При входной энергии 0.02 Дж, использованной в экспериментах по получению голограмм, четырехкаскадный усилитель позволил поднять выходную мощность излучения примерно в 200 раз (до 100 Мвт).

Наряду с измерениями энергии была также исследована пространственно-временная когерентность генератора с двумя каскадами усиления. Схема эксперимента позволяла одновременно записать как временную, так и пространственную когерентность источника [76].

Результаты наблюдения восстановленных изображений по методу, описанному в § 1.3, указывают на сохранение пространственной когерентности излучения, хотя структура поля после прохождения излучения через оптически неоднородный усилитель полностью искажалась.

### § 2.3. Получение портрета человека [63]

Получение голограмм произвольных диффузных объектов является в импульсной голографии одной из наиболее сложных задач, предъявляющей самые высокие требования к энергии излучения источника и его когерентности, а также к чувствительности, разрешающей способности и рассеянию фотоматериала. Действительно, поскольку объект трехмерный, практически невозможно совместить на голограмме модовые структуры объектного и референтного пучков, чтобы снизить требования к пространственной когерентности, а диффузный характер объекта приводит к большим потерям энергии.

Таблица 4

Вид излучения	Условия наблюдения		
	дневной свет (зрачок 3 мм), дж/см <sup>2</sup>	лабораторное освещение (зрачок 5 мм), дж/см <sup>2</sup>	ночной свет (зрачок, 7 мм), дж/см <sup>2</sup>
Импульс рубинового лазера с модуляцией добротности	$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
Импульс рубинового лазера в режиме свободной генерации	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$

Фотометрический расчет показывает, что для записи портрета человека на пластинках «Микрат ВР» (чувствительность  $\sim 3 \times 10^{-5}$  дж/см<sup>2</sup>) необходимая энергия лазера составляет 0.4 дж [76]. Расчет контраста портрета человека проведем с помощью формулы (42). Подставляя в нее значение  $(I_c/I_m)_0 = 5 \cdot 10^7$ , типичное для пластинок «Микрат ВР» лабораторного изготовления, и телесный угол  $\Omega_0 = (0.2/0.5)^2 = 0.16$ , находим, что максимальное отношение яркостей изображения и фона (контраст изображения) составляет 25. Как показывает практика, эта величина достаточна для нормального восприятия изображения глазом.

Заканчивая рассмотрение особенностей голографической записи портрета человека остановимся на вопросе о безопасности съемки. Как известно, наиболее разрушительное действие лазерное излучение оказывает на органы зрения человека [77]. Поэтому оценку безопасности съемки следует производить исходя из пороговых значений плотности лазерного излучения, разрушающего ретину глаз  $E_{пор}$ . В качестве безопасного уровня примем значение плотности излучения в 10 раз меньше порога разрушения. В табл. 4, заимствованной из работы [78], приведены максимальные уровни плотности излучения на входном зрачке при прямом попадании излучения. При этом учитывались фокусирующие свойства глаза: нормальный глаз увеличивает плотность энергии в 600 000 раз

(образует на сетчатке пятно диаметром 12 мкм при зрачке размером 7 мм). Так как площадь лица человека составляет примерно  $20 \times 20 \text{ см}^2$ , то при энергии лазера 0.4 Дж плотность энергии на входном зрачке достигает  $5 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$ , что на 4 с лишним порядка превосходит допустимое значение ( $10^{-8} \text{ Дж/см}^2$ ). Отсюда вытекает необходимость освещения объекта через рассеивающий экран. Расположение и размер экрана определим из следующего расчета. Поскольку глаз является короткофокусной линзой, можно считать, что размер, занимаемый изображением объекта на сетчатке  $\Delta L_{\text{ср}}$ , определяется произведением углового размера объекта  $\omega_{\text{об}}$  на фокусное расстояние глаза  $f_{\text{гл}}$ . Величина энергии, попадающей на сетчатку  $E_{\text{ср}}$ , определяется как произведение плотности энергии на объекте  $E'_{\text{об}}$  на площадь зрачка и косинус угла падения излучения на зрачок:  $E_{\text{ср}} = E'_{\text{об}} S_{\text{зр}} \cos i$ . Отсюда находим, что средняя плотность энергии на сетчатке  $(E'_{\text{ср}})_{\text{ср}}$  равна

$$(E'_{\text{ср}})_{\text{ср}} = \frac{E_{\text{ср}}}{S_{\text{зр}}} = \frac{E'_{\text{об}} S_{\text{зр}} \cos i}{\omega_{\text{об}}^2 f_{\text{гл}}^2}. \quad (46)$$

Таким образом, снижение плотности энергии на сетчатке может быть достигнуто не только за счет увеличения угловых размеров рассеивателя, но и в результате уменьшения входного зрачка, а также косоугольного падения излучения, рассеянного диффузным экраном. При оценке безопасности съемки при диффузном освещении объекта следует учитывать, что распределение поля на сетчатке глаза в действительности не является равномерным, а состоит из случайно разбросанных зерен различной яркости, причем яркость некоторых из них может значительно превосходить среднюю яркость, определяемую формулой (46). Это приводит к необходимости снижения допустимого уровня плотности энергии в 5—10 раз по сравнению с рассчитанным в предположении равномерного распределения.\* Поэтому допустимую среднюю плотность энергии на сетчатке  $(E'_{\text{ср}})_{\text{доп}}$  принимаем равной 0.01 от пороговой плотности энергии  $E'_{\text{порог}}$ , вызывающей разрушение сетчатки. В случае работы рубинового лазера в режиме модулированной добротности  $(E'_{\text{ср}})_{\text{доп}} \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$ . Подставляя в формулу (46) это значение, а также величины  $E'_{\text{об}} = 0.5 \times 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ ,  $S_{\text{зр}} = 0.5 \text{ см}^2$ ,  $f_{\text{гл}} = 2 \text{ см}$ ,  $\cos i = 1$ , получаем  $\omega_{\text{об}} \approx 0.3$ . Этой величине соответствует экран размером  $15 \times 15 \text{ см}^2$ , расположенный на расстоянии 0.5 м от объекта. Кроме того, индикатриса рассеяния экрана должна быть в пределах указанного телесного

\* Величина этого «коэффициента запаса» определяется общим числом пятен на сетчатке и требованием, чтобы яркость ни одного из них не превышала порога безопасности. Подробнее этот вопрос рассматривается в § 2.4 в связи с аналогичной задачей, возникающей при регистрации ансамбля рассеивающих частиц. Число зерен на сетчатке  $N_{\text{ср}}$  можно оценить как отношение площади изображения ( $\sim 1 \text{ см}^2$ ) к площади одного зерна, определяемого кругом рассеяния глаза ( $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ ), что дает значение  $N_{\text{ср}} \sim 10^6$ .

угла приблизительно равномерной. Схема установки для получения голографического портрета человека приведена на рис. 18. Особенностью использованной нами схемы было то, что светоделиватель *СД*, формирующий референтный и опорный пучки, помещался на выходе оптического усилителя *ОУ*. Для того чтобы обеспечить достаточную однородность референтного пучка, светоделе-

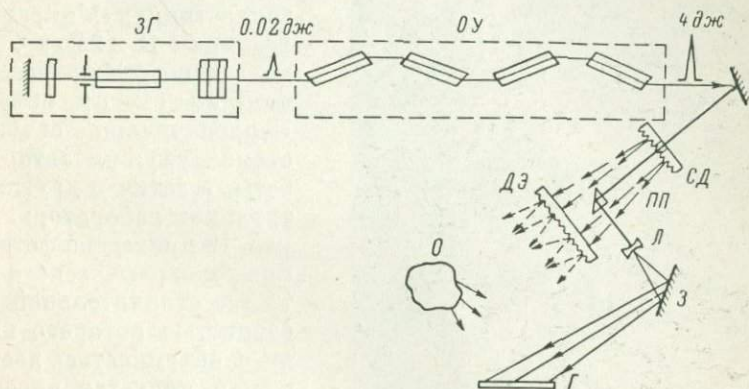


Рис. 18. Схема голографической записи портрета человека.

нитель был выполнен в виде диффузного экрана с отверстием диаметром 1.5 мм, при этом отверстие располагалось в наиболее однородной области потока лазерного излучения. Часть потока, проходящая через отверстие, отклонялась поворотной призмой *ПП*, расширялась линзой *Л* и направлялась зеркалом *З* в качестве референтного пучка на голограмму *Г*. По сравнению со схемой формирования референтного пучка непосредственно на выходе задающего генератора *ЗГ* [54] данная схема позволила более чем на порядок увеличить энергию референтного пучка, а также исключить расхождение частот объектного и референтного пучков, которое может возникнуть при прохождении мощного лазерного импульса через среду с нелинейным усилением [79]. Излучение, рассеянное экраном *СД*, использовалось для освещения объекта *О*. Перед объектом на расстоянии 0.5 м располагался дополнительный диффузный экран *ДЭ* размером  $24 \times 36$  см<sup>2</sup>, который снижал плотность потока излучения, падающего на сетчатку глаз, до величины по крайней мере на порядок меньшей, чем порог безопасности при работе с импульсными лазерами. Кроме того, при съемке портрета человека принимались дополнительные меры: пластинка и расположенные перед ней фильтры ориентировались таким образом, чтобы блики, возникающие при отражении от них референтного пучка, не попадали в глаза человека; объект освещался слабым вспомогательным некогерентным источником, чтобы уменьшить площадь зрачка, и, наконец, взгляд направлялся в сторону

от экрана и пластинки с целью избежания прямого попадания рассеянного ими излучения. Эти приемы позволяли снизить плотность излучения примерно на порядок по сравнению с расчетным. При соблюдении всех указанных предосторожностей был проведен ряд экспериментов по получению голографических



портретов человека, которые записывались на фотопластинках «Микрат ВР» размером  $18 \times 24$  см<sup>2</sup>, располагавшихся на расстоянии 50 см от объекта. Первоначально объектом съемки служил автор работы, а затем и другие сотрудники лаборатории. На рис. 19 приведена фотография голографического портрета, отличительной особенностью которого наряду с объемностью изображения является передача игры бликов на глазах и броши. Вместе с тем при реконструкции голограммы в монохроматическом

---

Рис. 19. Фотография восстановленного голограммой объемного изображения человека.

свете гелий-неонового лазера детали лица, которые, как правило, отличаются различными градациями красного цвета, выглядят менее контрастными, чем на обычной фотографии. Впечатление от портрета несколько снижается так же из-за зернистой структуры изображения. Отметим, что значительное повышение качества голограммных портретов может быть достигнуто на основе метода волновой фотографии [3] с использованием мощных многоцветных лазеров. Это позволит получить в дальнейшем объемные цветные портреты, восстанавливаемые в белом свете.

#### § 2.4. Голографическая запись пространственных ансамблей частиц [80]

В науке и технике существует большое количество задач, для решения которых требуется исследовать пространственное расположение, размеры и скорости частиц. К числу таких задач

относятся исследование процессов в паровых турбинах, форсунках для распыла жидкого топлива, карбюраторах двигателей внутреннего сгорания, двигателях, работающих на двухфазных потоках, а также изучение кавитации, аэрозолей в атмосфере, полей скоростей и плотностей в газовых потоках и т. д. В большинстве перечисленных случаев методы голографии в настоящее время являются единственными, позволяющими получить необходимую информацию. С другой стороны, голографическая регистрация пространственных ансамблей частиц является одной из наиболее интересных и сложных задач, с точки зрения получения голографических изображений, поскольку для решения этой задачи, как правило, необходимо обеспечить предельную разрешающую способность и контраст восстановленного изображения на большой глубине поля зрения.

Ниже приведены результаты экспериментов по получению голограмм частиц малых размеров, на основании которых определены предельная глубина поля зрения восстановленного изображения ансамбля частиц, а также значения прозрачности среды, при которых возможно получить изображения отдельных частиц.

Лабораторные эксперименты по получению голограмм микрочастиц проводились по одно- и двухлучевой схемам. Достоинствами однолучевой схемы являются ее простота и нечувствительность к внешним механическим воздействиям, минимальные требования к пространственно-временной когерентности источника, разрешающей способности фотоматериала. Однако этой схеме присущ ряд недостатков. Во-первых, исследуемый объект вносит заметные искажения в референтный пучок. Во-вторых, интенсивность потока излучения, рассеянного частицами, значительно меньше интенсивности референтного пучка, что снижает дифракционную эффективность голограммы. В-третьих, голограммы, записанные по однолучевой схеме, сильнее всего страдают от шума эмульсии, поскольку рассеянный ею свет распространяется в основном под малыми углами к оси. Наконец, расфокусированное сопряженное изображение создает дополнительный когерентный фон, снижающий контраст наблюдаемых частиц.

Объектами лабораторных исследований служили частицы абразивного порошка размерами от 1 до 50 мкм, взвешенные в кювете с глицерином или нанесенные на поверхность стеклянной пластинки. Изменение концентрации и размеров частиц в кювете давало возможность моделировать объемные ансамбли различных типов. Второй тест-объект был удобен для оценки разрешающей способности и предельной глубины поля зрения голограммы, поскольку все частицы находились в одной плоскости и не создавали дополнительного фона в изображении. Глубина поля зрения определялась как наибольшее расстояние от плоского тест-объекта до голограммы, при котором можно было восстановить изображения частиц заданного размера с контрастом примерно 10 : 1. Голограммы записывались в свете рубинового лазера на



ной чертой изображений частиц, создаваемых двухлучевыми голограммами с усиленным объектным пучком, является высокое отношение яркости частиц и яркости фона, обусловленного шумами эмульсии. Если при однолучевой записи изображения частиц, близких по размерам к дифракционному пределу разрешения,



$\Delta\theta=0^\circ$



$\Delta\theta=0.5^\circ$



$\Delta\theta=1.0^\circ$

Рис. 21. Восстановленные изображения частиц.

*a* — в случае оптимальной установки голограммы по отношению к восстанавливающему пучку; *б, в* — расстройка на  $0.5$  и  $1^\circ$  соответственно.

едва различались на фоне шума, то в случае двухлучевых голограмм были отчетливо видны не только сами частицы, но и окружающие их дифракционные кольца. При таком контрасте основными факторами, снижающими качество восстановленного изображения, являлись aberrации, обусловленные неточной установкой голограммы по отношению к восстанавливающему пучку и изменением длины волны при реконструкции (отношение длин волн гелий-неонового и рубинового источников составляет  $0.633/0.694 = 0.91$ ). О влиянии первой из причин можно судить по рис. 21, из которого видно, что изображения частиц значительно искажаются уже при разбюстировке в  $30'$ . При записи голограмм с апер-

турой около 0.4 (что соответствовало расстоянию  $L$  до объекта, равному 70 мм) дифракционного разрешения ( $\sim 1.5$  мкм) реализовать не удалось ни при какой ориентации голограммы относительно восстанавливающего пучка. Наблюдаемый предел разрешения ( $\sim 2.5$  мкм) был обусловлен, по-видимому, aberrациями, связанными с масштабными преобразованиями. Действительно, как показывают оценки влияния сферической aberrации, проведенные по формулам Мейера [81], согласно критерию Маршала [24], предельная разрешающая способность голограммы диаметром 30 мм при  $\mu=0.91$  составляет 2 мкм для  $L=70$  мм и 2.5 мкм для  $L=200$  мм. Получение более высокого разрешения требует восстановления изображения излучением той же длины волны, которая использовалась при записи голограммы.

Зависимость глубины поля зрения голограммы от размера частиц, полученная с использованием плоского тест-объекта, приведена на рис. 22 для случаев однолучевой (кривая 2) и двухлучевой схем (кривая 1). Здесь же представлены данные работы [61], полученные при использовании однолучевой схемы (кривая 3). Из рассмотрения этих кривых следует, что предельная глубина поля зрения голограмм, записанных по двухлучевой схеме, в несколько раз превосходит глубину поля зрения однолучевых голограмм и достигает 200 мм для частиц размерами от

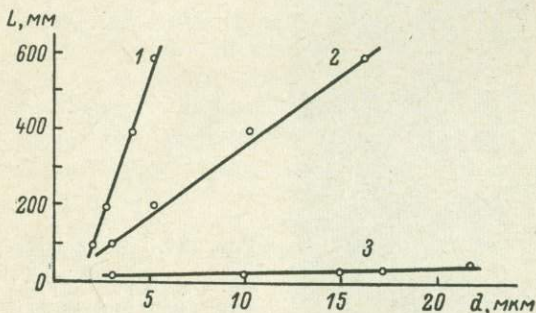


Рис. 22. Зависимость глубины поля зрения голограммы от размера записанных частиц.

3 мкм и выше. Малая глубина поля зрения (около 10 мм для 3 мкм частиц), полученная в работе [61], объясняется, по-видимому, большой оптической неоднородностью подложки и более высоким уровнем шумов эмульсии, так как эти голограммы записывались на низкоразрешающих фотопленках Kogak SO-243.

До сих пор мы не учитывали особенностей, присущих трехмерным ансамблям частиц и обусловленных тем, что на изображения частиц, находящихся в плоскости фокусировки, накладываются расфокусированные изображения частиц, лежащих в других плоскостях. При когерентном освещении фон, создаваемый расфокусированными частицами, состоит из пятен, интенсивность

которых меняется от точки к точке случайным образом. Средний размер этих пятен можно оценить путем следующих рассуждений. Поле, возникающее в плоскости наблюдения, является результатом когерентного сложения множества интерференционных картин, образованных хаотически расположенными рассеивающими частицами. Пространственные частоты этих картин определяются известным соотношением

$$\nu = \frac{2 \sin \varphi/2}{\lambda},$$

где  $\varphi$  — угол схождения пучков от частиц. При  $\varphi < 1$   $\nu \approx \varphi/\lambda$ . Ясно, что наибольшая пространственная частота  $\nu_{\text{макс}}$  ограничивается углом дифракции на частицах  $\theta \approx \lambda/d$  и составляет  $\nu_{\text{макс}} \sim 1/d$  ( $d$  — размер частицы). Поскольку рассматриваемые пространственные частоты имеют случайные фазовые сдвиги и заполняют весь интервал от 0 до  $\nu_{\text{макс}}$ , то средний размер области корреляции в результирующей картине определится как  $d_{\text{ср}} \sim \frac{1}{\nu_{\text{макс}}} = d$ . Иными словами, средний размер зерен в изображении имеет примерно ту же величину, что и размер самих частиц. Это обстоятельство сильно затрудняет отделение изображения частиц от зернистого шума. Практически частицы можно отделить от флуктуаций поля шума только по различию в яркости. Для оценки необходимого соотношения яркостей воспользуемся упрощенной моделью явления. Предположим, что фазы волн, приходящих в рассматриваемую точку от различных частиц, равномерно распределены в интервале от 0 до  $2\pi$ . Задача об определении интенсивности колебания, возникающего при сложении большого числа колебаний с равномерным распределением фаз, рассматривалась еще Рэлеем [83]. Вероятность того, что интенсивность результирующего колебания превзойдет величину  $I$ , равна

$$w(I) = e^{-\frac{I}{I_{\phi}}}, \quad (47)$$

где  $I_{\phi}$  — сумма интенсивностей отдельных колебаний, или, иными словами, интенсивность фона, вычисленная в предположении, что колебания складываются некогерентно.

Вероятность  $w(I)$ , найденная по формуле (47), применительно к рассматриваемой случайной картине определяет часть площади изображения, яркость которого превосходит величину  $I$ . Оценим необходимый контраст  $K = I_c/I_{\phi}$  исходя из требования, чтобы интенсивность фона ни в одной точке изображения не превзошла интенсивности сигнала  $I_c$ . Предположим, что регистрируемые частицы имеют размер около  $4 \text{ мкм}$  (что соответствует площади частицы около  $10 \text{ мкм}^2$ ) и площадь поля изображения равна  $1 \text{ мм}^2$ . Тогда в поле изображения уложится примерно  $10^5$  зерен шума. В соответствии с выбранным критерием это означает, что вероятность наблюдения ложного изображения частицы должна быть

меньше, чем  $10^{-5}$ . Подставляя  $w(I) = 10^{-5}$  в (47), находим, что необходимое отношение  $I_c/I_\phi$  составляет  $5 \cdot \ln 10 \approx 12$ . Сравнивая эту величину со значением 0.04 для случая некогерентного освещения (см. [27]), заключаем, что требования к контрасту при когерентной записи частиц возрастают более чем на порядок.

Установим теперь связь между контрастом изображения и прозрачностью среды, через которую оно наблюдается. Контраст изображения  $K_{из}$  определим как

$$K_{из} = \frac{I_0}{I_\phi}, \quad (48)$$

где  $I_0$  — интенсивность в плоскости изображения, создаваемая наблюдаемой частицей;  $I_\phi$  — интенсивность света, рассеянного средой. Для простоты будем считать, что частицы полностью непрозрачны, а объект просвечивается параллельным лазерным пучком.  $I_0$  и  $I_\phi$  определим с помощью уравнений переноса в приближении Бугера. Такое приближение является, конечно, довольно грубым, так как не учитывает углового распределения рассеянного света и многократного рассеяния. Все же оно может быть использовано для оценочных расчетов. Действительно, для частиц размером 5 мкм оптические пути, проходимые в среде лучами, рассеянными под разными углами, мало отличаются друг от друга. Кроме того, как будет видно из дальнейшего, практически используемая область прозрачностей находится в пределах, соответствующих однократному рассеянию. Согласно закону Бугера, находим, что интенсивность света, идущего в изображение частицы  $I_0$ , будет ослабляться как

$$I_0 = I_{пад} e^{-\sigma_\Sigma N l}, \quad (49)$$

где  $I_{пад}$  — интенсивность волны, падающей на объект;  $N$  — концентрация частиц;  $l$  — толщина среды;  $\sigma_\Sigma$  — полное сечение ослабления прямого света ( $\sigma_\Sigma = \sigma_p + \sigma_n$ ,  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  — сечения рассеяния и поглощения света). Как показано в работах [84, 85], для достаточно больших частиц  $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$ , где  $\sigma$  — геометрическая площадь частицы. Таким образом,  $\sigma_\Sigma = 2\sigma$  и

$$I_0 = I_{пад} e^{-2\sigma N l}. \quad (50)$$

Для определения интенсивности рассеянного света поступим следующим образом. Найдем интенсивность вышедшего света, рассеянного тонким слоем  $dx$ , который находится на расстоянии  $x$  от передней границы рассеивающей среды:

$$dI_{рас}(x) = I_{пад}(x) \sigma N dx e^{-\sigma N(l-x)}. \quad (51)$$

Здесь  $I_{пад}(x)$  — интенсивность потока, падающего на рассматриваемый слой ( $I_{пад}(x) = I_{пад} e^{-\sigma N x}$ , поскольку слой освещается не только прямым, но и рассеянным светом); множитель  $e^{-\sigma N(l-x)}$  учитывает поглощение рассеянного света в среде. Подставляя в (51) значение  $I_{пад}(x)$  и интегрируя полученное выражение в пре-

делах от 0 до  $l$ , находим интенсивность света, рассеянного всей толщей среды:

$$I_{\phi} = \int_0^l dI_{\text{рас}}(x) = I_{\text{пад}} \sigma N e^{-\sigma N x} \int_0^l dx = I_{\text{пад}} \sigma N l e^{-\sigma N l}, \quad (52)$$

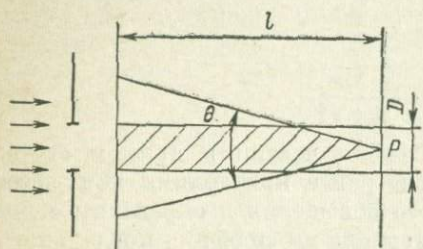
следовательно,

$$K_{\text{на}} = \frac{e^{-\sigma N l}}{\sigma N l} = \frac{\sqrt{T}}{\ln 1/\sqrt{T}}, \quad (53)$$

где  $T = e^{-2\sigma N l}$  — пропускание ансамбля частиц в прямом свете. Воспользуемся теперь найденными ранее критериями контраста для когерентного и некогерентного освещения и определим с помощью выражения (53) соответствующие им значения предельного пропускания среды  $T_{\text{пред}}$ . Для некогерентного освещения  $K_{\text{на}} \geq 0.04$ , что соответствует  $T_{\text{пред}} \geq 0.01$ . В когерентном случае  $K_{\text{на}} \geq 10$ , откуда  $T_{\text{пред}} \geq 0.80$ . Опытная проверка этих оценок проводилась путем непосредственного наблюдения в проходящем свете частиц, нанесенных на стенку кюветы со стороны падающего пучка [80]. Согласно данным работы [80], с увеличением оптической плотности среды контраст изображений частиц значительно снижался. При когерентном освещении все поле изображений покрывалось мелкими пятнами, размер которых примерно совпадал с размерами частиц. Частицы становились неразличимыми на этом фоне при значительно меньших оптических плотностях, чем в случае некогерентного освещения. Так, на фотографиях, полученных в когерентном свете, изображения частиц терялись уже при  $T = 77\%$ , тогда как при некогерентном освещении эти же частицы были хорошо видны и при  $T = 5\%$ . Таким образом, результаты эксперимента подтвердили выводы анализа. Следует отметить, что рассмотренные особенности изображений частиц в общих чертах справедливы для ансамблей, состоящих из частиц любого типа. Что касается приведенных численных оценок, то их можно рассматривать как нижние допустимые значения прозрачности регистрируемых ансамблей, поскольку увеличение прозрачности частиц вызывает дополнительное снижение контраста изображения.

Интересно сопоставить влияние шума, обусловленного светом от нефокусированных частиц, и шума, вызванного рассеянием в фотозмульсии. Выше были определены ограничения, накладываемые шумом эмульсии на число частиц, которые можно зарегистрировать на голограмме («динамический диапазон» ансамбля частиц). В частности, при размере голограммы, равном 30 мм, на пластинках «Микрат ВР» можно зарегистрировать около  $10^8$  частиц. Рассеяние света в самой исследуемой среде значительно снижает эту величину. Оценим влияние эффекта рассеяния на следующем примере. Пусть площадь сечения  $S$ , просвечиваемого источником, равна  $4 \text{ см}^2$ . Как было найдено выше, для получения

достаточно высокого контраста частиц оптическая плотность среды  $D = \sigma Nl$  не должна превосходить 0.2 ( $T_{\text{пр}} = 0.80$ ). Полагая  $\sigma = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$  (что соответствует 5 мкм частицам) и площадь сечения  $S$ , просвечиваемую источником, равной  $4 \text{ см}^2$ , находим, что  $Nl = 0.2/\sigma$  не должно превосходить  $2.5 \cdot 10^5$ , и следовательно,



«динамический диапазон» ансамбля  $N_{\text{макс}} = NlS$  ограничивается значением  $10^6$ , т. е. на два порядка ниже уровня, определяемого шумами эмульсии.

Рис. 23. К расчету эффективности метода повышения контраста изображений частиц.

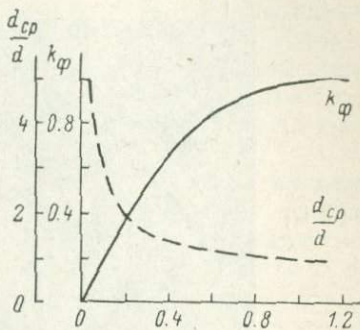
Шум от самих частиц существенно снижает и глубину поля зрения голограммы. В проведенных нами опытах по голографической регистрации кювет с частицами уменьшение прозрачности ансамбля до 90% приводило к двукратному сокращению глубины поля зрения.

В зависимости от условий регистрации решающую роль может играть как шум эмульсии, так и рассеяние света частицами. Первая из причин преобладает в случаях, когда прозрачность ансамбля высока и просвечивается большая площадь объекта. Шум, обусловленный светом от нефокусированных частиц, сильнее сказывается при понижении прозрачности объекта. Эффекты, снижающие яркость изображения частиц, например смазывание изображений движущихся частиц, сокращают отношение  $I_c/I_{\text{ф}}$ , определяемое рассеянием в эмульсии, но не влияют на  $I_c/I_{\text{ф}}$  из-за нефокусированных частиц.

Остановимся теперь на возможностях преодоления ограничений, связанных с рассеянием света в ансамбле частиц. Снижение требований к прозрачности ансамбля частиц может быть достигнуто различными путями: в результате уменьшения общего уровня фона, сглаживания зернистой структуры фона, а также использования способов обработки изображений, не требующих индивидуального обмера частиц. Уменьшения общего уровня фона можно добиться как на стадии записи, так и при реконструкции голограммы. Наиболее простой способ состоит в ограничении диаметра пучка, просвечивающего ансамбль. Для оценки эффективности этого способа обратимся к рис. 23. Предположим, что ансамбль глубиной  $l$  просвечивается параллельным пучком лазера диаметром  $D$ , концентрация и размеры частиц одинаковы по всему объему ансамбля, а точка наблюдения  $P$  находится у задней границы ансамбля. В отсутствие ограничения диаметра просвечивающего пучка в точку  $P$  попадает свет от частиц, находящихся в конусе с углом при вершине, равным углу дифракции

излучения на частицах  $\theta$  ( $\theta \approx \lambda/d$ ). Сокращение диаметра просвечивающего пучка приводит к тому, что в точку  $P$  попадает излучение лишь от тех частиц, которые заключены в объеме, ограниченном пересечением дифракционного конуса и просвечиваемого цилиндра. (На рис. 23 соответствующая область заштрихована). Сокращение диаметра просвечивающего пучка помимо уменьшения общего уровня фона, приводит также к увеличению размеров зерен, потому что свет, попадающий в точку наблюдения от удаленных частей ансамбля, сходится под углами, меньшими, чем дифрак-

Рис. 24. Зависимость уровня фона и среднего размера зерен от диаметра пучка, просвечивающего ансамбль.



ционный. Указанное обстоятельство позволяет отделить сигнал от шума не только по контрасту, но и по размеру пятен. Несложный расчет показывает, что коэффициент  $k_\phi$ , определяющий эффективность снижения уровня фона за счет ограничения диаметра просвечивающего пучка, выражается как

$$K_\phi = \alpha(2 - \alpha),$$

где  $\alpha = \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{D}{l}$ . График этой функции представлен на рис. 24. На этом

же рисунке пунктиром показана зависимость от  $\alpha$  среднего размера зерен  $d_{ср}$ . Принимая размер частиц  $d$ , равным 3 мкм,  $\lambda = 0.6$  мкм и  $l = 20$  мм, находим, что сокращение диаметра просвечивающего пучка до 0.5 мм приводит к 5-кратному снижению уровня фона ( $k_\phi = 0.2$ ) и изменению среднего размера зерен в 3 раза. При экспериментальной проверке влияния сокращения диаметра просвечивающего пучка в качестве объекта использовалась мира Ащеулова с максимальной пространственной частотой 190 лин./мм, которая рассматривалась через кювету длиной 20 мм, заполненную взвешенными поглощающими частицами размерами от 3 до 5 мкм. Прозрачность заключенной в кювете взвеси составляла около 50%, мира освещалась параллельным пучком гелий-неонового лазера, диаметр пучка менялся от 10 до 0.5 мм. На рис. 25 отчетливо видно усиление контраста и изменение структуры зерен при диаметре просвечивающего пучка 0.5 мм. Еще большего эффекта можно достичь при боковом освещении ансамбля узким пучком лазера, поскольку в этом случае уменьшается эффективная толщина рассеивающего свет слоя частиц. Правда, этот метод эффективен лишь для частиц размерами порядка 3 мкм и меньше, обладающих широкой индикатрисой рассеяния. Другая возможность сокраще-

ния фона заключается в записи частиц на отражение при помощи источника излучения с ограниченной длиной когерентности, причем нулевая разность хода подбирается по отношению к интересующему сечению ансамбля. Тогда на голограмме будут записаны лишь те частицы, которые находятся в прилегающем к выбранному

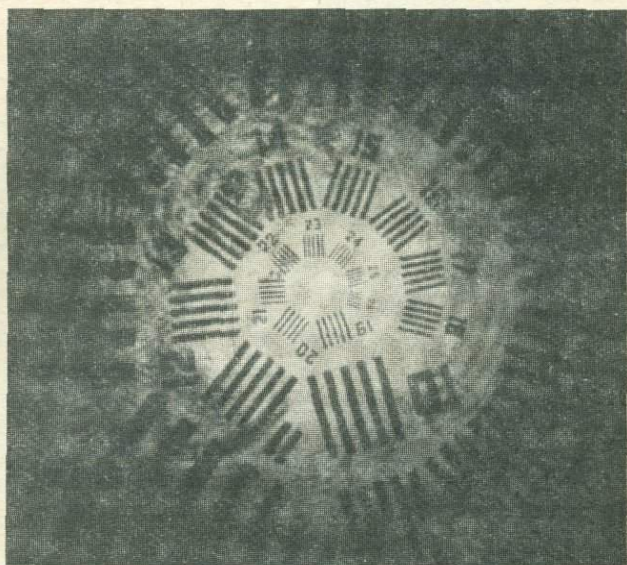


Рис. 25. Изображения мира Ащеулова, полученные при наблюдении через ансамбль рассеивающих частиц. Диаметр просвечивающего пучка 0.5 мм.

сечению слое с толщиной, равной длине когерентности источника. Во всех рассмотренных случаях ограничение числа частиц, дающих вклад в фон, достигалось за счет сокращения регистрируемого объема ансамбля. Применение метода поворота волнового фронта дает возможность решить вопрос иначе. Согласно приведенному в § 1.4 расчету, условие компенсации фазовых набегов от движущихся частиц путем поворота волнового фронта строго выполняется лишь для частиц, летящих с расчетными скоростями  $v$  и находящихся на соответствующих расстояниях от голограммы  $z_A$  ( $v/z_A = \omega_{вр}$ , где  $\omega_{вр}$  — угловая скорость вращения волнового фронта).

При наличии достаточно большого разброса скоростей частиц в каждом сечении ансамбля найдутся частицы, удовлетворяющие условию компенсации. Изображения остальных частиц будут размытыми и менее яркими, что приведет к уменьшению их вклада в фон. Таким образом, в этом случае, в отличие от предыдущих, снижение фона может быть достигнуто за счет уменьше-

ния эффективной концентрации частиц при сохранении размеров регистрируемого объема.

На стадии реконструкции фон от расфокусированных частиц может быть уменьшен путем применения систем наблюдения, ограничивающих диаметр просматриваемого объема при сохранении его глубины (см., например, [86]). Казалось бы, в этом случае можно избежать ограничения регистрируемого объема, если последовательно просматривать соседние узкие столбики, однако более внимательное рассмотрение показывает, что контрастные изображения с высоким разрешением получаются лишь от частиц, находящихся вблизи границы ансамбля.

Остановимся теперь на возможности ослабления влияния зернистого фона путем сглаживания структуры зерен. Следует отметить, что методы устранения зернистости, разработанные применительно к записи объектов с диффузной подсветкой и основанные на многократной записи голограмм объекта при сдвинутых положениях рассеивателя [87], здесь непригодны, поскольку рассеивателем в рассматриваемой задаче является сам объект. Большой интерес представляет метод, предложенный в работе [88], согласно которому записывают голограмму объекта с апертурой, обеспечивающей разрешение, превосходящее размер минимальных деталей объекта. При реконструкции по голограмме сканируют апертурой меньшего размера и в результате получают набор изображений объекта, соответствующих наблюдению объекта под разными углами. Поскольку расположение зерен фона меняется при изменении направления наблюдения случайным образом, то при некогерентном сложении таких изображений происходит сглаживание зернистой структуры фона. Однако следует иметь в виду, что применимость данного метода к записи частиц малых размеров сильно ограничена требованием запаса разрешающей способности голограммы.

Как было отмечено выше, преодоление шумовых ограничений может быть связано с использованием методов, не требующих получения и обмера индивидуальных изображений частиц. В качестве примера рассмотрим метод регистрации скоростей потоков частиц, предложенный в работе [89]. В этом методе используется связь между доплеровским сдвигом частоты излучения, рассеянного движущимися частицами, и контрастом их записи на голограмме. Согласно [89], между объектом и голограммой устанавливают линзу, причем фокальную плоскость линзы совмещают с плоскостью голограммы. Доплеровский сдвиг частоты, возникающий при движении частиц, приводит к смазыванию интерференционной картины, записанной на голограмме, и сужению эффективной площади голограммы в направлении движения, зависящему от скорости частиц. При реконструкции голограмму просвечивают узким пучком лазера, сканируют этим пучком ее поверхность и получают изображения тех частей потока, скорость движения которых не превышала определенной величины. Эксперименталь-

ная проверка метода проводилась в работе [89] на вращающемся матовом диске, поэтому разрешающая способность и пределы применимости метода по отношению к трехмерным ансамблям частиц остались неисследованными. По-видимому, границы применимости этого и подобных ему методов определяются требованием, чтобы преобладающую роль в формировании волны, прошедшей через ансамбль, играло однократное рассеяние.

В заключение сформулируем основные результаты. Возможности голографической регистрации пространственных ансамблей микрочастиц зависят от ряда факторов, роль которых определяется свойствами самих ансамблей. В случае записи ансамблей с высокой прозрачностью разрешающая способность восстановленного изображения определяется главным образом оптической однородностью фотоматериала, на котором записана голограмма, aberrациями, обусловленными изменением условий восстановления, и фазовыми искажениями среды, окружающей частицы, тогда как глубина поля зрения — рассеянием света в эмульсии и схемой записи голограммы. При записи оптически плотных ансамблей наиболее существенные ограничения накладываются шумом, создаваемым изображениями расфокусированных частиц. Влияние этих ограничений может быть ослаблено ценой сокращения числа регистрируемых частиц и (или) отказа от наблюдения их индивидуальных изображений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gabor D. Proc. Roy. Soc. (London), 1949, A197, p. 454.
2. Денисюк Ю. Н. ДАН СССР, 1962, 144, с. 1275.
3. Leith E. N., Upatnieks J. JOSA, 1964, 54, p. 1295.
4. Brooks R. E., Heflinger L. O., Wuerker R. F., Briones R. A. Appl. Phys. Lett., 1965, 7, p. 92.
5. Lurie M. JOSA, 1966, 56, p. 1369.
6. Bertolotti M., Gori F., Guattari G. JOSA, 1967, 57, p. 1526.
7. Де Веллс Дж., Рейнольдс Дж. Голография. М., Воениздат, 1970, 268с.
8. Murata K., Asakura T., Fujiwara H. Opt. Acta, 1970, 17, p. 5.
9. Денисюк Ю. Н. Опт. и спектр., 1963, 15, с. 522.
10. Mandel L. JOSA, 1966, 56, p. 1636.
11. Cathey W. T. Opt. Acta, 1968, 15, p. 35.
12. Lurie M. JOSA, 1968, 58, p. 614.
13. Weingartner J. JOSA, 1970, 60, p. 572.
14. Aleksoff C. Appl. Opt., 1968, 6, p. 2191.
15. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н. Опт. и спектр., 1970, 28, с. 323.
16. Aleksoff C. JOSA, 1970, 60, p. 741.
17. Mirande W., Weingartner J. Opt. Commun., 1970, 2, p. 97.
18. Neumann Don B. JOSA, 1968, 58, p. 447.
19. Kurtz R. L., Loh H. Y. Appl. Opt., 1970, 8, p. 1040.
20. Corcoran V. D., Herron R. W., Jaramillo J. G. Appl. Opt., 1966, 5, p. 668.
21. Muttier F. M. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, p. 2.

22. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И. ДАН СССР, 1967, 176, с. 1274.
23. Neumann Don B., Rose H. W. Appl. Opt., 1967, 6, p. 1097.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970, 855 с.
25. Hercher M., Ruff B. JOSA, 1967, 57, p. 103.
26. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г. Опт. и спектр., 1969, 26, с. 413.
27. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М., «Мир», 1964, 273с.
28. Сотский Б. А., Гончаренко А. М. Опт. и спектр., 1965, 19, с. 788.
29. Стаселько Д. И., Воронин В. Б., Смирнов А. Г. Опт. и спектр., 1973, 34, с. 561.
30. Janossy M., Csillag L., Kantor K. Phys. Lett., 1966, 20, p. 636.
31. Назарова Л. Г. Опт. и спектр., 1970, 29, с. 757.
32. Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И. Опт.-мех. промышл., 1970, № 7, с. 19.
33. Aleksoff C. Appl. Opt., 1971, 9, p. 1427.
34. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И., Минина В. П. Опт.-мех. промышл., 1968, № 11, с. 73.
35. Redman J. D. J. Sci. Instr., 1967, 44, p. 1032.
36. Sun Lu, Heemstreet H. W., Caulfield H. J. Phys. Lett., A25, p. 294.
37. Косниковский В. А., Минина В. П., Стаселько Д. И. — В кн.: Голография и ее использование в оптике. Л., ЛДНТП, 1970, ч. 1, с. 34.
38. Денисюк Ю. Н., Протас И. Р. Опт. и спектр., 1963, 14, с. 721.
39. Caulfield H. J., Sun Lu, Harris J. L. JOSA, 1968, 58, p. 1003.
40. Biedermann K., Stetson K. Photogr. Sci. Eng., 1969, 13, p. 361.
41. Biedermann K. Appl. Opt., 1971, 10, p. 584.
42. Протас И. Р. ЖНПФК, 1969, 14, с. 209.
43. Leith E. N. Photogr. Sci. and Eng., 1969, 13, p. 75.
44. Стаселько Д. И., Смирнов А. Г. ЖНПФК, 1970, 15, с. 66.
45. Стаселько Д. И., Образцов В. С., ЖНПФК, 1972, 17, с. 115.
46. Картужанский А. Л. УФН, 1953, 51, с. 161.
47. Biedermann K. Optik, 1968, 28, p. 160.
48. Goodman J. W., Knight G. R. JOSA, 1968, 58, p. 1276.
49. Caspar F. G., Lamberts R. L. JOSA, 1968, 58, p. 970.
50. Kosma A. Opt. Acta, 1968, 15, p. 527.
51. Денисюк Ю. Н., Семенов Г. Б., Савостьяненко Н. А. Опт. и спектр., 1970, 29, с. 994.
52. Silverman B. A., Thompson B. J., Ward J. J. Appl. Meteorol., 1964, 3, p. 792.
53. Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г., Стаселько Д. И. Тезисы Всесоюз. конф. по квантов. электронике. Ереван, 1967; ЖНПФК, 1968, 13, с. 135.
54. Siebert L. D. Proc. IEEE, 1968, 56, p. 1242.
55. Brooks R. F., Nefflinger L. O., Wuerker R. F. J Appl. Phys., 1966, 37, p. 642.
56. Chau H. H. M., Mullaney G. L., Appl. Opt., 1967, 6, p. 981.
57. Островская Г. В., Островский Ю. И. Письма ЖЭТФ, 1966, 4, с. 121.
58. Seisiro S., Hiroshi T. IEEE J-QE, 1968, 4, p. 618.
59. Островский Ю. И. Голография и ее применение. Л., «Наука», 1973, 178с.
60. Островская Г. В., Островский Ю. И. ЖТФ, 1970, 40, с. 2419.

61. Thompson B. J., Parrent G. B., Justh B., Ward J. J. Appl. Meteorol., 1966, 5, p. 343.
62. Турухано Б. Г., Турухано Н. Опт. и спектр., 1968, 25, с. 309.
63. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г. ЖНПФК, 1970, 15, с. 147.
64. Mc Clang F. J., Jacobson A. D., Close D. H. Appl. Opt., 9, p. 103.
65. Hirth A. Opt. Commun., 1970, 2, p. 139.
66. Филенко Ю. И. Опт. и спектр., 1972, 33, с. 596.
67. Hercher M. Appl. Phys. Lett., 1965, 7, p. 39.
68. Daneu V., Sacchi C. H., Svelto O. IEEE J-QE, 1966, 2, p. 290.
69. Roncini G., Svelto O. Appl. Phys. Lett., 1965, 11, p. 291.
70. Микаэлян А. Л., Турков Ю. Г., Савельев В. Г. Письма ЖЭТФ, 1967, с. 675.
71. Jacobson A. D., McClang F. J. Appl. Opt., 1965, 4, p. 1509.
72. Стаселько Д. И., Смирнов А. Г., Денисюк Ю. Н. Опт. и спектр., 1968, 25, с. 910.
73. Леонтович А. М., Ведуга А. П. ЖЭТФ, 1964, 46, с. 71.
74. Frantz L. M., Nodvik J. S. J. Appl. Phys., 1963, 34, p. 2346.
75. Крюков П. Г., Летохов В. С. УФН, 1969, 99, с. 169.
76. Стаселько Д. И. Автореферат канд. дисс. Л., 1970.
77. Бутман А. П., Жохов В. П., Ковач Р. И., Семенов А. И. Влияние излучений ОКГ на организм и некоторые вопросы техники безопасности с ними. Л., ЛДНТП, 1971, 74с.
78. Ansley D. A. Appl. Opt., 1970, 9, p. 815.
79. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Зуев В. С., Крюков П. Г., Летохов В. С. — В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск, «Наука», 1968, с. 243.
80. Стаселько Д. И., Косниковский В. А. Опт. и спектр., 1973, 34, с. 365.
81. Meier R. W. JOSA, 1965, 55, p. 987.
82. Champagne E. B. JOSA, 1967, 57, p. 51.
83. Raleigh. Phil. Mag., 1880, 10, p. 73.
84. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., ГИТТЛ, 1951, 288с.
85. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., ИИЛ, 1961, 536с.
86. Rogoff G. L. Appl. Opt., 1969, 8, p. 723.
87. Martienssen W., Spiller S. Phys. Lett., 1967, 24A, p. 126.
88. Dainty J. C., Welford W. T. Opt. Commun., 1971, 3, p. 289.
89. Mayo W. T., Allen J. B. Appl. Opt., 1971, 10, p. 1971.

Г. В. ДРЕЙДЕН, Е. Н. ШЕДОВА  
РЕЗОНАНСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Введение

Настоящее исследование посвящено разработке нового интерференционно-голографического метода, отличающегося от обычных интерференционных методов повышенной чувствительностью и селективностью к определению пространственного распределения концентрации тяжелых частиц, находящихся в определенном атомном состоянии в исследуемой неоднородности. Метод может быть применен при изучении ударных волн, пламен, газовых потоков, а также в диагностике горячей плазмы.

Идея метода [1] состоит в использовании для получения голографических интерферограмм излучения, содержащего длину волны, близкую к резонансной линии одной из атомных или ионных компонент исследуемой плазмы. Зависимость рефракции от длины волны света вблизи линии поглощения может быть приближенно описана формулой Зельмейера

$$n - 1 = \frac{A f_k N_k \lambda_k^3}{\lambda - \lambda_k} \quad (1)$$

где  $A = \frac{e^2}{4\pi m c^2}$ ;  $n$  — показатель преломления;  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения;  $\lambda_k$  — длина волны линии поглощения;  $f_k$  — сила осциллятора соответствующего перехода;  $N_k$  — концентрация частиц на нижнем уровне поглощательного перехода;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона;  $c$  — скорость света. Поскольку вблизи линии поглощения рефракция резко возрастает, соответственно возрастает и чувствительность определения концентрации  $N_k$ .

С другой стороны, на длине волны, близкой к линии поглощения, рефракция интересующей нас компоненты может значительно превышать рефракцию других компонент плазмы. Это позволяет изучить пространственное распределение данной компоненты без искажающего влияния остальных.

Интерференционно-голографический метод, использующий излучение с длиной волны, близкой к резонансной линии одной из компонент исследуемой неоднородности, и обладающий в силу

этого высокой чувствительностью и селективностью, назван нами методом резонансной голографии.

Для успешной реализации метода резонансной голографии необходим источник излучения с перестраиваемой длиной волны. В нашей работе для изменения длины волны излучения рубинового лазера применялось явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света. Мы воспользовались тем обстоятельством, что длина волны первой стоксовой компоненты вынужденного комбинационного рассеяния излучения рубинового лазера в нитробензоле ( $\lambda$  7658 Å) близка к коротковолновой составляющей резонансного дублета калия ( $\lambda$  7665 Å): голограммы регистрировались в свете этого источника ВКР, а в качестве объекта исследования была выбрана плазма, содержащая атомы калия. При этом чувствительность определения концентрации атомов калия в плазме возрастает примерно на два порядка по сравнению с чувствительностью, имеющей место при зондировании той же плазмы излучением рубинового лазера.

#### § 1. Исследование когерентности вынужденного комбинационного рассеяния

Кювета, содержащая активное вещество, в котором возбуждается ВКР, может быть расположена либо внутри, либо вне резонатора оптического генератора, что в значительной степени определяет когерентные свойства вынужденного комбинационного рассеяния. Они также могут меняться в очень широких пределах в зависимости от конкретных параметров схемы возбуждения. В связи с этим возможность использования ВКР в качестве источника излучения для получения голограмм при выбранных условиях эксперимента требует детального исследования.

Схема получения ВКР, использовавшаяся в наших исследованиях, показана в левой части рис. 1. ВКР возбуждалось в нитробензоле с помощью рубинового лазера (1—4), добротность которого модулировалась вращающейся призмой (1). Активное вещество лазера представляло собой цилиндрический рубиновый стержень (2) диаметром 10 мм и длиной 120 мм.

Вывод излучения из резонатора осуществлялся через стопу из двух плоскопараллельных стеклянных пластин 4, благодаря чему производилась селекция продольных мод. Лазерный импульс, содержащий излучение многих поперечных мод, с энергией около 0.8 дж и длительностью по уровню половинной мощности порядка 30 нсек. фокусировался линзой (5) с фокусным расстоянием 25 см примерно в середину кюветы с нитробензолом (6). Торцы кюветы, представлявшей собой металлическую трубку длиной 16 см и диаметром 2 см, закрывались стеклянными окошками толщиной 10 мм.

Излучение, распространявшееся за кюветой, анализировалось с помощью спектрографа ИСП-51 (12), при этом для выделения

нужного спектрального интервала и ослабления прошедшего через кювету излучения рубинового лазера применялись стеклянные фильтры типа НС и КС-19. Спектры фотографировались на пластинки И-760 и пленку И-810.

На рис. 2 представлена фотография одного из полученных спектров. Спектр ВКР состоял из двух стоксовых компонент с длинами

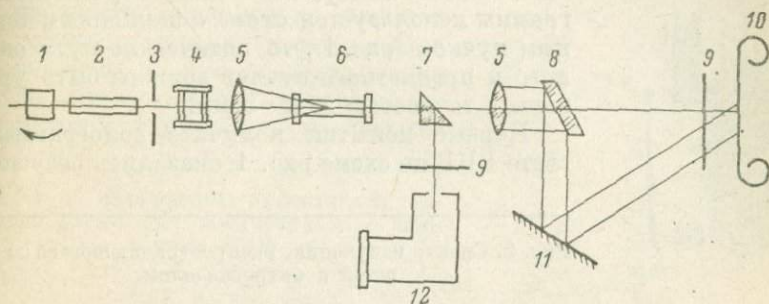


Рис. 1. Схема получения голограмм в свете ВКР.

1—4 — рубиновый лазер, 5 — линза, 6 — кювета с нитробензолом, 7 — поворотная призма, 8 — светоделительная пластина, 9 — фильтры, 10 — фотоаппарат, 11 — зеркало, 12 — спектрограф.

волн, сдвинутыми относительно длины волны излучения рубинового лазера ( $\lambda$  6943 Å) на  $1345 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda$  7658 Å) и  $2690 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda$  8540 Å). Интенсивность первой стоксовой компоненты ВКР составляла около 10% от интенсивности излучения рубина. В той же установке было зарегистрировано антистоксово рассеяние, распространяющееся по поверхности конуса, ось которого совпадает с направлением возбуждающего излучения. На фотопленке, находящейся на некотором расстоянии от кюветы с нитробензолом, наблюдалось концентрическое кольцо с неоднородным распределением интенсивности, расположенное вокруг центрального пятна, соответствующего стоксову рассеянию.

Время когерентности  $\tau \sim 1/\Delta\nu$  ( $\Delta\nu$  — ширина спектрального интервала излучения) и длина когерентности  $\Delta l = c\tau \sim \lambda^2/\Delta\lambda$  ( $c$  — скорость света,  $\lambda$  — длина волны излучения) могут быть измерены по ширине спектрального интервала  $\Delta\nu$ .

Спектральная ширина первой стоксовой компоненты ВКР оценивалась с помощью интерферометра Фабри—Перо. На рис. 3 представлены полученные интерферограммы излучения рубинового лазера, ВКР и гелий-неонового лазера. Толщина эталонного кольца интерферометра 0.6 мм.

В наших условиях эксперимента при ширине линии возбуждающего рубинового излучения  $1.2 \cdot 10^4 \text{ Мгц}$  ( $\Delta\nu = 0.4 \text{ см}^{-1}$ ) ширина линии вынужденного комбинационного рассеяния оказалась примерно равной  $6 \cdot 10^4 \text{ Мгц}$  ( $\Delta\nu = 2 \text{ см}^{-1}$ ), что соответствует длине когерентности около 5 мм. Такая большая ширина линии ВКР

возможно обусловлена ее многокомпонентной структурой, возникновение которой связано со сложными процессами, происходящими в веществе при воздействии на него излучения большой мощности, а также с многомодовой структурой возбуждающего лазерного излучения [2].

Этот результат позволяет сделать следующий важный вывод. Если для получения голограммы используется схема с наклонным опорным пучком (рис. 1), то оптические пути опорного и предметного пучков должны быть уравнены с точностью до 2—3 мм.

Первые попытки получить голограммы в свете ВКР по схеме рис. 1 оказались безуспеш-

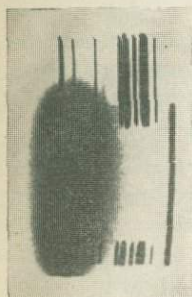


Рис. 2. Спектр излучения, распространяющегося за кюветой с нитробензолом.

ными даже при самом тщательном (до долей миллиметра) выравнивании оптических путей предметного и опорного пучков и совмещении структуры опорного и предметного пучков

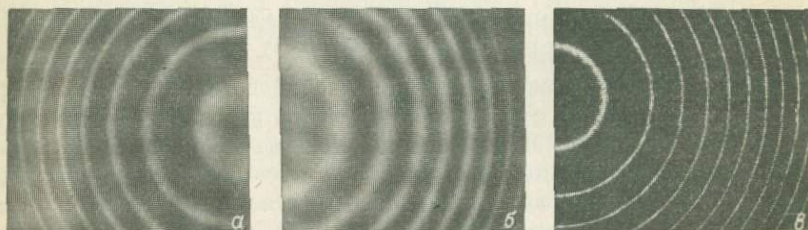


Рис. 3. Интерферограммы Фабри—Перо излучения рубинового лазера (а), ВКР (б), гелий-неонового лазера (в).

в плоскости голограммы. В то же время в этой схеме уверенно регистрировалась голографическая структура высокого контраста в свете рубинового лазера. Параметры схемы следующие: расстояние от источника излучения (точки фокусировки 0) до плоскости голограммы составляло примерно 1 м, угол между опорным и предметным пучками не превышал  $1.5^\circ$ , что определяло пространственную частоту регистрируемой интерференционной структуры величиной  $20 \div 25 \text{ мм}^{-1}$ , не превосходящей разрешающей способности пленок «Панхром-18» и И-810, используемых для регистрации голограмм в свете рубинового лазера и ВКР соответственно.

Описанный эксперимент позволил сделать вывод о недостаточной для получения голограмм в этой схеме степени простран-

ственной когерентности ВКР и необходимости более тщательного ее исследования.

Для изучения пространственной когерентности ВКР был использован разработанный нами интерференционный метод. Он позволяет измерять функцию пространственной когерентности излучения по контрасту (видности) интерференционной картины, наблюдаемой на разных расстояниях от плоскости локализации полос в двухлучевом интерферометре. При удалении от плоскости локализации вдоль оптической оси контраст интерференционных полос уменьшается

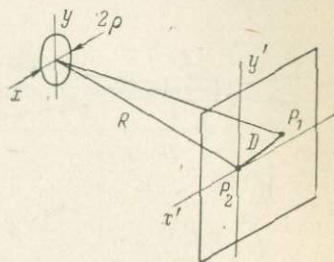


Рис. 4. К нахождению эффективной геометрии схемы для получения голограмм в свете ВКР.

тем быстрее, чем ниже степень пространственной когерентности света (чем больше размеры источника). Сущность метода и его возможности подробно рассмотрены в работе [3]. С помощью этого метода было установлено, что в наших условиях эксперимента пространственная когерентность ВКР на порядок меньше пространственной когерентности возбуждающего его излучения рубинового лазера.

Этот вывод согласуется с результатами работы [4], посвященной исследованию угловых характеристик ВКР в нитробензоле, в которой установлено, что излучение на первой стоксовой частоте распространяется в конусе с углом при вершине около  $3^\circ$ . Увеличение угла излучения ВКР по сравнению с расходимость возбуждающего лазерного излучения может быть связано с явлением самофокусировки мощного лазерного пучка. Самофокусировка приводит к расщеплению этого пучка на ряд тонких светопроводящих нитей, что изменяет условия возбуждения ВКР [5, 6].

С помощью выводов теории частичной когерентности можно установить, какова должно быть эффективная геометрия схемы при получении голограмм в свете ВКР.

Пусть имеется круговой некогерентный однородный источник квазимонохроматического излучения, освещающий плоскость  $P$ , в которой находятся интересующие нас точки  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 4). Если считать допустимой степень когерентности колебаний, приходящих от источника в эти точки, равную 0.88, то, как показано, например, в работе [7, стр. 48], расстояние между точками должно удовлетворять неравенству

$$D \leq \frac{0.32\lambda_0}{2\alpha}, \quad (2)$$

где  $\lambda_0$  — средняя длина волны спектрального интервала источника,  $\alpha = \rho/R$  — угол, под которым из точки  $P_2$  виден радиус источника. (При выводе формулы (2) предполагается  $R \gg \rho$ ).

Занизив допустимую степень когерентности до значения 0,5, с помощью формулы (2) легко рассчитаем, что для получения голо-

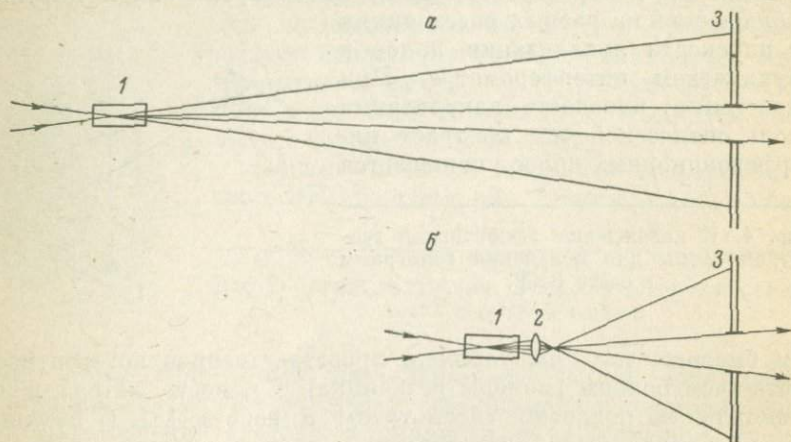


Рис. 5. Схемы, обеспечивающие необходимую степень пространственной когерентности ВКР при регистрации голограмм.

1 — щель, 2 — линза, 3 — экран с отверстием.

графической структуры на площади в виде круга диаметром 1 см при использовании излучения рубинового лазера источник должен быть удален от плоскости регистрации на расстояние  $R \geq 1$  м; в то же время при получении голограмм в свете ВКР, возбуждаемого при наших условиях эксперимента, расстояние от источника до плоскости регистрации должно быть не менее 10 м ( $R \geq 10$  м).

Другими словами, телесный угол, в пределах которого мы можем отбирать излучение ВКР для получения голограммы, должен быть на два порядка меньше, чем соответствующий телесный угол, в пределах которого сохраняется пространственная когерентность исходного излучения рубинового лазера.

Очевидно, что получить излучение ВКР необходимой степени пространственной когерентности можно либо действительно удаляя источник от плоскости регистрации голограммы (рис. 5, а), либо используя эквивалентную оптическую схему, показанную на рис. 5, б. Однако понятно, что, используя эти схемы для получения голограмм, мы теряем большую часть мощности излучения. На практике была осуществлена проверка той и другой схем регистрации голограмм в свете ВКР, которая подтвердила эти выводы.

§ 2. Получение интерферограмм с помощью интерферометра Жамена и голографических интерферограмм в схеме на основе интерферометра Маха—Цейдера

Поскольку первые попытки регистрации голограммы в свете ВКР из-за его недостаточной когерентности оказались безуспешными, идея метода сначала реализовывалась в интерферометрическом варианте.

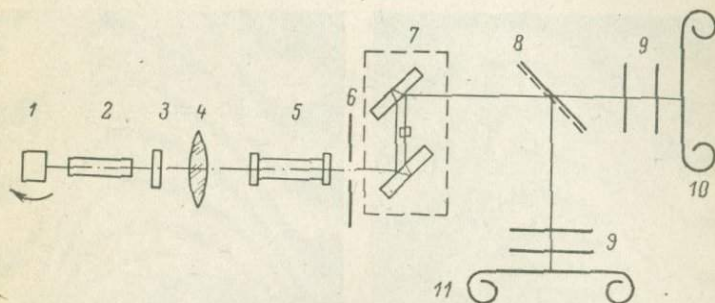


Рис. 6. Схема установки для получения интерферограмм в свете ВКР и рубинового лазера.

1—3 — рубиновый лазер, 4 — линза, 5 — кювета с нитробензолом, 6 — диафрагма, 7 — интерферометр Жамена, 8 — светоделитель, 9 — фильтры, 10, 11 — плоскости регистрации голограмм.

Для этого была создана экспериментальная установка на основе интерферометра Жамена, показанная на рис. 6. В данной установке в качестве исходного источника излучения использовался тот же рубиновый лазер. С помощью посеребрённого клина излучение разделялось на две части, одна из которых использовалась для регистрации интерферограмм в свете ВКР (пленка И-810), а другая — в свете рубинового лазера (пленка «Панхром-18»). Заметим, что пленка «Панхром-18» нечувствительна к инфракрасной области спектра, поэтому в канале регистрации интерферограмм в свете рубинового лазера, кроме фильтров нейтральной плотности, использовался лишь фильтр КС-18, а в канале регистрации интерферограмм в свете ВКР излучение рубинового лазера подавлялось фильтрами ФС-7 и КС-19.

На рис. 7 показаны пары одновременно полученных интерферограмм пламени спиртовки, в которое вводились пары калия. На интерферограммах, снятых в свете ВКР, заметно изменение хода интерференционных полос по сравнению с интерферограммой, полученной в свете рубинового лазера, что обусловлено близостью линии вынужденного комбинационного рассеяния к области аномальной дисперсии паров калия. По различию в сдвиге интерференционных полос можно оценить среднюю по толщине слоя концентрацию нормальных атомов калия, поглощающих просвечивающее излучение. В нашем случае она не превышает  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>

(при толщине 1 см). Далее мы увидим, что эта величина близка к значению минимальной концентрации, которая могла быть измерена нашим методом. Этим обстоятельством можно объяснить тот факт, что в большинстве случаев полученные пары интерферограмм ( $\lambda$  6943 и  $\lambda$  7658 Å) имели различие в сдвиге интерференционных полос менее  $1/4$  полосы.

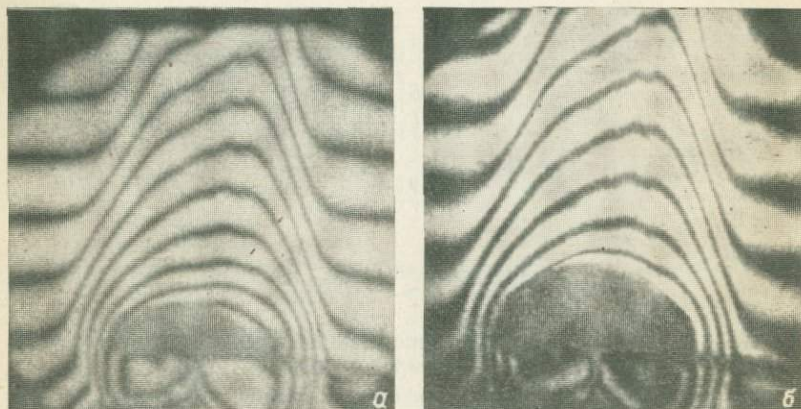


Рис. 7. Полученные за одну экспозицию интерферограммы пламени спиртовки, в которое вводились пары калия.

а —  $\lambda$  6943 Å, б —  $\lambda$  7658 Å.

Получение интерферограмм фазовых неоднородностей с помощью излучения, содержащего длину волны близкую к линии поглощения примеси, было осуществлено также в работах [8, 9].

Учитывая ограниченную когерентность ВКР, мы собрали голографическую установку на основе интерферометра Маха—Цендера [10]. Это позволило тщательно уравнивать оптические пути опорного и предметного пучков и точно совместить их структуру в плоскости голограммы.

Схема экспериментальной установки для одновременного получения голографических интерферограмм в свете двух длин волн ( $\lambda=6943$  и  $\lambda=7658$  Å) представлена на рис. 8. Параметры излучения рубинового лазера и схемы возбуждения ВКР остались прежними. Пучок света, содержащий излучение двух длин волн, падал на входное зеркало интерферометра и разделялся на опорный и предметный. Светоделительный клин  $W_3$  позволял получать одновременно две голограммы  $H_1$  и  $H_2$ . Голограмма  $H_1$  (в свете рубинового лазера) фотографировалась на фотопленке «Панхром-18». Фильтр  $\Phi$  (стекла КС-19 и ФС-7) подавлял излучение рубинового лазера, пропуская ВКР. Голограмма  $H_2$  (в свете

ВКР) регистрировалась на экспериментальной фотопленке,\* сенсibilизированной к инфракрасной области спектра. Частота интерференционной структуры в плоскости голограммы составляла около  $20 \text{ мм}^{-1}$ . Голографические интерферограммы получались методом двух экспозиций. В обе ветви интерферометра вводились одинаковые стеклянные клинья  $W_1$  и  $W_2$  с преломляющим углом  $2'$ .

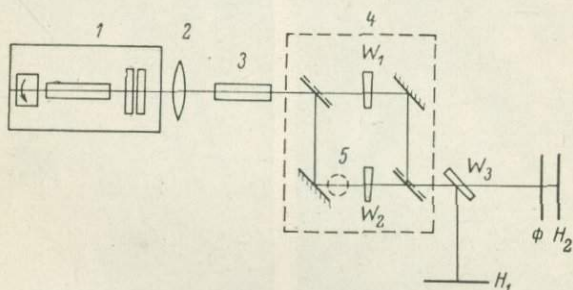


Рис. 8. Схема установки для получения голограмм в свете рубинового лазера и ВКР.

1 — рубиновый лазер; 2 — линза; 3 — кювета с нитробензолом; 4 — интерферометр Маха—Цандера; 5 — исследуемый объект;  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  — стеклянные клинья;  $\Phi$  — фильтры;  $H_1$ ,  $H_2$  — плоскости регистрации голограмм.

Поворот между экспозициями одного из клиньев вокруг оптической оси вызывал наклон одного из восстановленных волновых фронтов относительно другого на угол, величина которого определяется преломляющим углом клина и углом его поворота.

В отсутствие исследуемой неоднородности это приводило к появлению на стадии восстановления эквидистантных полос. Нетрудно показать, что их пространственная частота выражается формулой

$$\nu = \frac{2 \sin \frac{\delta}{2}}{\lambda} \gamma (n - 1), \quad (3)$$

где  $\delta$  — угол поворота клина,  $\gamma$  — преломляющий угол клина,  $n$  — показатель преломления. При введении исследуемой неоднородности полосы смещаются и искривляются в соответствии с разностью хода, внесенной неоднородностью.

Если между экспозициями клин не поворачивался, то восстанавливалась интерферограмма в полосах бесконечной ширины.

На рис. 9 представлены типичные интерферограммы, полученные в описанной схеме при введении кусочка металлического калия в пламя спиртовки.

На рис. 10 показаны интерферограммы плазмы, возникающей в воздухе при дуговом разряде постоянного тока между горизон-

\* Авторы благодарят А. В. Борина и его сотрудников из КАЗНИИХИМ-ФОТОПРОЕКТА, изготовивших эту пленку.

а



$\lambda 7658 \text{ \AA}$



$\lambda 6943 \text{ \AA}$

б



$\lambda 7658 \text{ \AA}$



$\lambda 6943 \text{ \AA}$

Рис. 9. Восстановленные с одновременно полученных голограмм интерферограммы пламени спиртовки с введенными в него парами калия.

а — в полосах бесконечной ширины, б — в полосах конечной ширины.

гальными угольными электродами. Канал одного из электродов заполнялся солью бромистого калия.

На интерферограммах, соответствующих ВКР ( $\lambda 7658 \text{ \AA}$ ), заметны искривления полос, обусловленные присутствием паров калия, в то время, как полосы на интерферограммах, соответствующи-

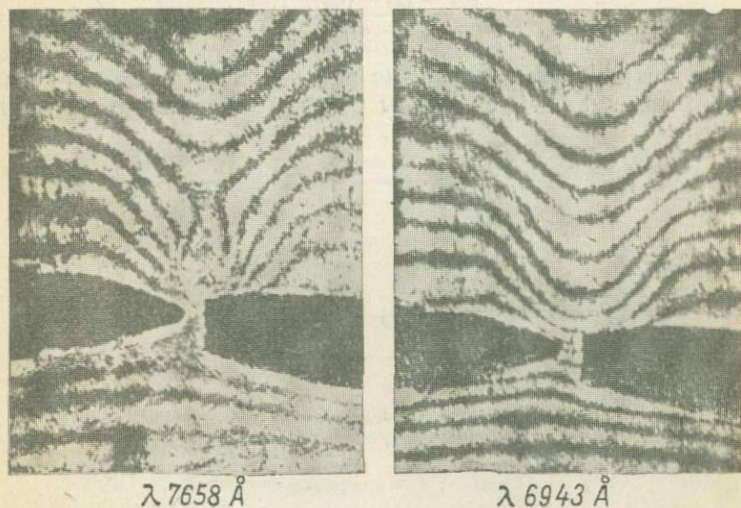


Рис. 10. Интерферограммы плазмы дугового разряда, восстановленные с одновременно полученных голограмм.

щих излучению рубинового лазера ( $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ), искривляются, главным образом вследствие изменения плотности воздуха. На интерферограммах, соответствующих ВКР, видна зона сплошного поглощения, в которой плотность паров калия настолько велика, что падающее излучение практически полностью поглощается крыльями резонансной линии.

По полученным интерферограммам можно оценить усредненную по толщине зондируемого слоя концентрацию атомов калия. Обозначим рефракцию невозмущенного слоя воздуха через  $(n-1)$ . Усредненную рефракцию слоя при введении фазовой неоднородности на длинах волн  $\lambda_1$  ( $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ) и  $\lambda_2$  ( $\lambda 7658 \text{ \AA}$ ) обозначим через  $(n-1)_1$  и  $(n-1)_2$  соответственно. С точки зрения зависимости от длины волны, величины  $(n-1)$  и  $(n-1)_2$  можно записать в виде суммы частей, обусловленных изменением плотности воздуха в возмущенной зоне и появлением атомов калия:

$$(n-1)_1 = (n-1)_в + (n-1)_{1К} \quad (4)$$

и

$$(n-1)_2 = (n-1)_в + (n-1)_{2К}. \quad (5)$$

Сдвиг интерференционных полос на интерферограммах, полученных в свете рубинового лазера и ВКР, можно представить соответственно в виде

$$k_1 = \frac{[(n-1)_1 - (n_0-1)] l}{\lambda_1}, \quad (6)$$

$$k_2 = \frac{[(n-1)_2 - (n_0-1)] l}{\lambda_2}. \quad (7)$$

В рассматриваемом интервале длин волн рефракция воздуха считается независимой от длины волны (с точностью до второго

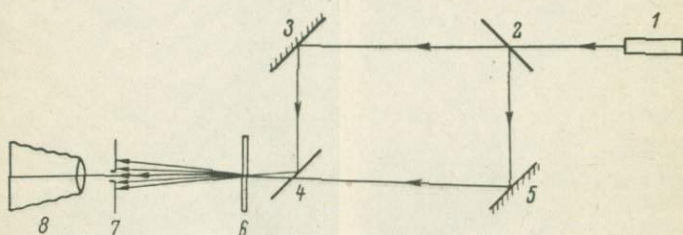


Рис. 11. Схема получения голографических интерферограмм с повышенной чувствительностью.

1 — лазер; 2, 4 — светоделители; 3, 5 — зеркала; 6 — голограмма; 7 — диффрагма; 8 — плоскость наблюдения.

члена формулы Коши). Тогда различие в сдвиге полос на интерферограммах, полученных в свете рубинового лазера и ВКР, будет обусловлено лишь присутствием атомов калия. Из формул (6) и (7) имеем

$$k_2 \lambda_2 - k_1 \lambda_1 = [(n-1)_{2K} - (n-1)_{1K}] l. \quad (8)$$

Отсюда, используя формулу Зельмейера (1) и пренебрегая рефракцией калия на длине волны  $\lambda_1$ , для концентрации атомов калия получим

$$N_K = \frac{(k_2 \lambda_2 - k_1 \lambda_1) (\lambda_2 - \lambda_k)}{A f_k \lambda_k^3 l}. \quad (9)$$

Подставляя численные значения величин ( $f_k = 0.67$ ,  $\lambda_k = 7665 \text{ \AA}$ ,  $A = 0.23 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ), находим, что средняя по толщине слоя ( $l = 3 \text{ мм}$ ) концентрация атомов калия в плазме дуги постоянного тока составляет  $N_K \approx 6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Для увеличения чувствительности голографических интерферограмм мы воспользовались также предложенным в работе [11] методом интерференции сопряженных волновых фронтов. Интерферограммы дуги постоянного тока восстанавливались по одноэкспозиционным голограммам с помощью интерферометра Маха—Цендера. Схема восстановления представлена на рис. 11.

В условиях нашего эксперимента наблюдались вторые порядки дифракции, однако их дифракционная эффективность оказалась

недостаточной для получения удовлетворительной интерференционной картины. В связи с этим мы осуществили лишь интерференцию волновых фронтов нулевого, плюс первого и минус первого порядков дифракции.

На рис. 12, *а* показана интерференционная картина, образованная при интерференции волновых фронтов 0 и +1 порядков,



Рис. 12. Голографические интерферограммы, полученные при интерференции волновых фронтов 0 и +1 (*а*), +1 и -1 (*б*) порядков дифракции.

а на рис. 12, *б* — при интерференции волновых фронтов +1 и -1 порядков, что позволило получить двукратное фазовое увеличение.

На интерферограмме на рис. 12, *а* — светлая тень от угольных электродов, на рис. 12, *б* — темная. Это происходит от того, что интерферограмма на рис. 12, *а* получена при интерференции плоской волны, создающей равномерную освещенность в плоскости наблюдения (волна нулевого порядка) и плоской волны, строящей теневое изображение области вблизи угольных электродов (волна первого порядка). Таким образом, то место плоскости наблюдения, которое не освещается волной первого порядка, освещается волной нулевого порядка. Легко понять, что при суперпозиции волн +1 и -1 порядков, каждая из которых строит теневое изображение, тени от электродов будут темными.

Рассмотренный метод восстановления голографических интерферограмм, полученных одновременно на длине волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ,

позволяет более точно измерять различие в смещении полос на обеих интерферограммах и, следовательно, более точно определять интересующую нас атомную концентрацию. Однако применение этого метода в данном случае осложняется требованием абсолютно идентичного расположения в схеме восстановления обеих голограмм, в противном случае различия в ходе полос будут вызваны не только дисперсией показателя преломления, но также и отличием геометрии схем восстановления.

### § 3. Применение метода резонансной голографии к исследованию плазмы лазерного факела

В настоящее время проявляется большой интерес к проблеме создания и нагрева плазмы с помощью лазерного излучения. Высокие значения электронной плотности и температуры могут быть достигнуты в плазме лазерной искры, возникающей при оптическом пробое в газе, плазме лазерного факела, образующегося при фокусировании мощного лазерного излучения на поверхность твердой мишени, или плазменном сгустке, возникающем при столкновении лазерных плазм. Сложность исследования

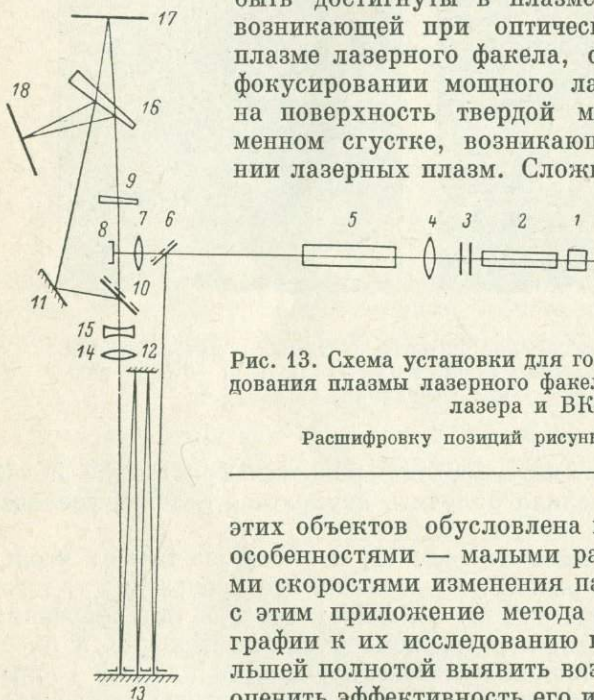


Рис. 13. Схема установки для голографического исследования плазмы лазерного факела в свете рубинового лазера и ВКР.

Расшифровку позиций рисунка см. на стр. 92.

этих объектов обусловлена их специфическими особенностями — малыми размерами и большими скоростями изменения параметров. В связи с этим приложение метода резонансной голографии к их исследованию позволяет с наибольшей полнотой выявить возможности метода и оценить эффективность его использования в подобных исследованиях. Поэтому после проведения предварительных экспериментов, изложенных в §§ 1, 2, метод резонансной голографии был применен к исследованию плазмы лазерного факела, образующегося вблизи поверхности твердой мишени из металлического калия под воздействием мощного излучения рубинового лазера.

Для проведения экспериментов была собрана голографическая установка, схема которой представлена на рис. 13.

Для создания лазерного факела и получения голограмм использовалось излучение одного и того же моноимпульсного лазера на рубине, что облегчало синхронизацию исследуемого процесса и диагностирующего импульса. Устройство лазера было описано ранее.

Рубиновый лазер вместе с кюветой, содержащей рассеивающее вещество, можно рассматривать как сложный источник

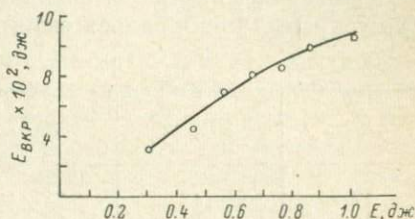


Рис. 14. Зависимость энергии первой стоксовой компоненты  $E_{ВКР}$  от энергии возбуждающего излучения  $E$ .

двухдлинноволнового излучения, который должен удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, энергия излучения должна быть достаточно велика, чтобы образовать лазерный факел и создать необходимую экспозицию за время порядка  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек. на каждой из двух длин волн. Во-вторых, двухдлинноволновое излучение этого лазера должно удовлетворять требованиям, необходимым для осуществления голографической диагностики, т. е. необходимой длительностью импульсов рубинового излучения и ВКР и достаточной степенью когерентности.

Необходимость удовлетворить указанным условиям потребовала от нас исследования свойств данного источника с целью выбора оптимального режима его работы.

Как известно [2], интенсивность линий вынужденного комбинационного рассеяния определяется в первую очередь мощностью возбуждающего излучения. На рис. 14 представлена полученная нами экспериментальная зависимость энергии первой стоксовой компоненты от энергии возбуждающего излучения при длительности импульса последнего около 33 нсек. Энергия излучения измерялась с помощью калориметра, выполненного в виде конуса из тонкой черной медной фольги. В качестве измерительного прибора использовался зеркальный гальванометр с термопарой медь—константан. Предварительно калориметр градуировался с помощью оптического измерителя мощности (ИМО-1). Точность измерений была порядка 10%. Из графика следует, что начиная с некоторых значений энергии возбуждающего излучения рост энергии первой стоксовой компоненты ВКР замедляется, этот факт может быть объяснен перекачкой энергии в компоненты более высокого порядка [12]. Очевидно, что для получения интенсивного индуцированного излучения предпочтительнее работать при больших энергиях рубинового лазера, однако окончательный выбор его энергетического режима мог быть сделан только после исследования временных характеристик импульсов возбуждающего излучения, прошедшего через нитробензол, и импульсов ВКР.

В ряде работ, направленных на исследование свойств индуцированного излучения, указывается на зависимость энергетического выхода ВКР и прошедшего через кювету возбуждающего излучения от длины пути света в кювете. В связи с этим для получения наилучшего соотношения между энергетическим выходом возбуждающего и индуцированного излучения оптимальное место фокусировки подбиралось эмпирически.

Результаты проведенного исследования представлены в следующей таблице, где  $E$  — энергия на выходе рубинового лазера,  $E'$  — полная энергия излучения на выходе из кюветы и  $E_{\text{ВКР}}$  — энергия первой стоксовой компоненты ВКР;  $l$  — длина пути, проходимого излучением в кювете с нитробензолом после точ-

$l$ , см	$E'/E$ , %	$E_{\text{ВКР}}/E$ , %
17	18	14
12.5	30	10
5	40	7
1	50	4.5

ки фокусировки. (При определении величины  $l$  учитывалось, что из-за различия показателей преломления нитробензола и воздуха точка фокусировки в нитробензоле смещена относительно положения, которое она занимала бы в воздухе).

Для получения окончательного вывода относительно режима работы рубинового лазера необходимо было исследовать временные характеристики прошедшего через кювету возбуждающего излучения и первой стоксовой компоненты ВКР. Это вызвано тем обстоятельством, что по имеющимся в литературе данным (см., например, [12, 13]) коэффициент преобразования возбуждающего излучения в индуцированное по мощности чаще всего существенно превышает коэффициент преобразования по энергии. Другими словами, длительность импульса рассеянного излучения оказывается значительно меньше длительности импульса возбуждающего излучения, причем при прохождении через вещество последняя может увеличиваться довольно в широких пределах.

Прежде чем приступить к изложению результатов, полученных при изучении временных характеристик импульсов рубинового излучения и ВКР, рассмотрим влияние длительности зондирующего импульса на качество голограммы. Сначала найдем предельную длительность импульса, определяемую скоростью изменения параметров изучаемого объекта. Пусть смещение полос интерференционной структуры голограммы, образованной предметной и опорной волнами, относительно того положения, которое полосы занимали бы в отсутствие объекта, обусловлено появлением свободных электронов. Так как показатель преломления электронного газа может быть выражен формулой [14]

$$n = 1 - 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны просвечивающего излучения,  $N_e$  — кон-

центрация электронов в плазме, то число полос, на которое смещается интерференционная структура голограммы, будет

$$k = 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda N_e l, \quad (11)$$

где  $l$  — длина пути света в плазме. За время прохождения импульса изменяется каждый из параметров  $N_e$  и  $l$ . Предположим, что факел имеет цилиндрическую симметрию и что зондирование производится в направлении, перпендикулярном его оси симметрии. Если полное число электронов в плазме факела за время прохождения импульса считать постоянным, а изменение концентрации электронов связывать лишь с его радиальным разлетом, то величина  $N_e l^2 \approx \text{const}$ , и смещение полос, обусловленное изменением концентрации электронов и поперечного размера факела, будет

$$\Delta k = 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda \frac{N_e l^2 \Delta l}{l(l + \Delta l)} \approx 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda N_e \Delta l, \quad (12)$$

или

$$\Delta k = 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda N_e \bar{v} \Delta t, \quad (13)$$

где  $\Delta l$  — изменение поперечного размера факела,  $\bar{v} = \Delta l / \Delta t$  — скорость разлета, а  $\Delta t$  — длительность импульса. Если потребовать, чтобы смещение  $\Delta k$  не превышало половины полосы (в противном случае будет иметь место размытие интерференционной структуры голограммы) и принять для величин, входящих в (14), соответствующие нашим условиям эксперимента значения, а именно  $N_e \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\bar{v} \sim 10^6 \text{ см/сек.}$ , и учесть, что  $\lambda = 6.9 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ , то найдем, что длительность импульса, который может быть использован для зондирования плазмы указанных параметров, должна быть меньше 17 нсек.

Однако в действительности голограммы плазмы с теми же параметрами, обладающие сравнительно хорошим качеством, можно получить и с помощью импульсов большей длительности. Это обусловлено изменением во времени мощности зондирующего излучения, происходящем в соответствии с формой импульса. В результате за время  $\Delta t_{\text{пред}}$ , соответствующее фазовому сдвигу  $\Delta k = 0.5$ , будет иметь место не размытие интерференционной структуры голограммы, а понижение ее контраста.

В самом деле, пусть для записи голограммы чисто фазового объекта используются плоская опорная волна  $a_0 = \sqrt{\frac{A(t)}{2}} e^{i\varphi_0}$  и предметная волна  $a = \sqrt{\frac{A(t)}{2}} e^{i\varphi(x, t)}$ , где  $A(t)$  — распределение во времени мощности лазерного излучения,  $\varphi_0$  и  $\varphi(x, t)$  — распределение фаз опорной и предметной волн в плоскости голограммы,  $x$  — координата точки на голограмме. Так как опорная волна

плоская, то можно положить  $\varphi_0=0$ . Распределение освещенности в плоскости голограммы будет

$$E = (a_0 + a) (a_0^* + a^*) = A(t) \cos^2 \frac{\varphi(\chi, t)}{2}. \quad (14)$$

Если параметры изучаемого объекта меняются во времени так, что фаза предметной волны изменяется по линейному закону, то распределение освещенности  $E$  можно переписать в виде

$$E(\chi, t) = A(t) \cos^2(\varphi' + bt + a\chi). \quad (15)$$

Здесь  $\varphi'$  — некоторый постоянный фазовый сдвиг;  $b = \pi/\tau$ , где  $\tau$  — время, за которое интерференционная структура смещается на одну полосу;  $a = \pi\nu$ , где  $\nu$  — пространственная частота интерференционной структуры в плоскости голограммы.

Предположим, что зондирующий плазму импульс имеет треугольную форму с вершиной в  $t=0$  и шириной по основанию

$$\left. \begin{aligned} A(t) &= A_0 + \frac{A_0}{\Delta t} t \quad \text{при } -\Delta t < t < 0, \\ A(t) &= A_0 - \frac{A_0}{\Delta t} t \quad \text{при } 0 < t < \Delta t. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Будем считать, что в момент времени  $t=0$  интенсивность интерференционной структуры в точках с координатой  $x=0$  имеет максимальную величину, т. е.  $E(x, t) = A_0$ , что соответствует значению фазы  $(\varphi' + bm + ax) = n\pi$ , где  $n$  — целое. С изменением времени  $-\Delta t < t < \Delta t$  освещенность в точках  $x=0$  будет меняться, как

$$E(t) = A(t) \cos^2 bt. \quad (17)$$

Тогда в тот же момент времени  $t=0$  освещенность будет минимальной в точках с координатами  $x' = \pi/2a$ , в которых она изменяется как

$$E(t) = A(t) \sin^2 bt. \quad (18)$$

Максимальная и минимальная освещенность, воздействующая на фотослой за время, равное длительности импульса, будет

$$E_{\text{макс}}(0) = \int_{-\Delta t}^{\Delta t} A(t) \cos^2 bt dt = \frac{1}{2} A_0 \Delta t + \frac{A_0}{2b^2 \Delta t} \sin^2 b \Delta t, \quad (19)$$

$$E_{\text{мин}}(x') = \int_{-\Delta t}^{\Delta t} A(t) \sin^2 bt dt = \frac{1}{2} A_0 \Delta t - \frac{A_0}{2b^2 \Delta t} \sin^2 b \Delta t. \quad (20)$$

Отсюда для контраста регистрируемой интерференционной структуры получаем

$$p = \frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}} = \frac{\left(\sin \pi \frac{\Delta t}{\tau}\right)^2}{\left(\pi \frac{\Delta t}{\tau}\right)^2} = \left(\frac{\sin \pi \Delta k}{\pi \Delta k}\right)^2. \quad (21)$$

С помощью формулы (21) легко видеть, что контраст интерферен-

ционной структуры остается отличным от нуля вплоть до значения фазового сдвига  $\Delta k=1$ ; для сдвига  $\Delta k=0.5$  он составляет  $p \approx 0.4$ .

Аналогичные результаты можно получить и для импульса, форма которого близка к гауссовой.

Таким образом, распределение во времени мощности излучения в соответствии с формой импульса позволяет использовать для диагностики плазмы им-

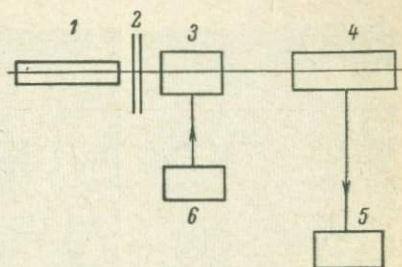


Рис. 15. Блок-схема для анализа формы и длительности импульсов излучения рубинового лазера и ВКР.

1 — рубиновый лазер с кюветой ВКР, 2 — фильтры, 3 — ФЭК-14, 4 — осциллограф И2-7, 5 — фотоаппарат, 6 — источник питания типа ВС.

пульсы большей длительности, чем это следует из скорости изменения ее параметров.

Понижение контраста интерференционной структуры голограммы, как известно, приводит к уменьшению дифракционной эффективности и уменьшению яркости восстановленного изображения. При получении голографических интерферограмм методом двух экспозиций необходимо учитывать следующее. Если контраст интерференционной структуры голограммы, получаемой в первой и второй экспозициях, примерно одинаков (а этого можно добиться, изменяя соотношение интенсивностей опорного и предметного пучков для одной из экспозиций), то контраст полос восстановленной интерферограммы будет близок к единице. Получаемое при этом уменьшение яркости интерференционной картины можно компенсировать, например, увеличением времени экспозиции при восстановлении или увеличением мощности лазера, используемого для восстановления. В наших экспериментах уравнивание интенсивностей восстановленных волн, образующих интерферограмму, достигалось с помощью специальной схемы восстановления.

Для анализа формы и длительности импульсов мы использовали схему (рис. 15), состоящую из коаксиального фотоэлемента ФЭК-14 и скоростного осциллографа И2-7, полоса пропускания которого составляет 1.5 ГГц, что обеспечивает временное разрешение измерительной схемы порядка 2 нсек. При получении осциллограмм длительность развертки составляла 250 и 500 нсек. Излучение ослаблялось соответствующим набором нейтральных фильтров, кроме которых при изучении импульса ВКР использовались интерференционный фильтр и фильтр ФС-7. При анализе импульсов рубинового излучения необходимый спектральный интервал выделялся с помощью интерференционного фильтра.

Измерения, выполненные для импульса излучения рубинового лазера до прохождения кюветы с нитробензолом, позволили сде-

дать вывод, что длительность импульса составляет примерно 33 нсек. и практически не зависит от энергии накачки. (Здесь и далее указывается длительность импульсов по уровню половинной мощности). Форма импульса излучения, входящего в кювету, близка к гауссовой.



Рис. 16. Осциллограммы импульсов излучения рубинового лазера до и после кюветы, а также импульса ВКР.

Импульс рубинового излучения, прошедшего через кювету, в значительной степени отличается от входного импульса, как по длительности, так и по форме. Причем его параметры зависят от энергии накачки. От энергии накачки зависит также и длительность импульсов ВКР. Рассмотрим сначала параметры импульсов вблизи порога ВКР. Порог обнаружения ВКР в нашей схеме имел место при накачке около 2.16 кдж, что соответствовало мощности входящего в кювету излучения около 8 Мвт (с учетом потерь при прохождении линзы и входного окошка). Коэффициент преобразования по энергии при этом был мал и составлял примерно 1%.

Для пороговой энергии накачки длительность импульса ВКР имела наименьшую величину и не превышала 14 нсек.; при этом длительность импульса рубинового излучения, прошедшего кювету, увеличивалась по сравнению с длительностью импульса на входе примерно до 50 нсек. При увеличении энергии накачки до 2.6 кдж, что соответствовало увеличению мощности возбуждающего излучения приблизительно до 12 Мвт, наблюдалось плавное увеличение длительности импульсов ВКР до 48 нсек., а импульсов рубинового излучения на выходе кюветы — до 80 нсек. На рис. 16 приведены осциллограммы импульсов рубинового излучения на входе (а), выходе (б) кюветы с нитробензолом и импульса ВКР (в); энергия накачки около 2.4 кдж, мощность излучения, воздействующего на нитробензол, около 10 Мвт; длительность развертки составляла 500 нсек. Вследствие высокой скорости изменения параметров лазерной плазмы импульсы с такой длительностью не могли быть использованы для ее диагностики.

После измерений, выполненных при сравнительно невысоких значениях мощности возбуждающего излучения (8–12 Мвт), мы

исследовали параметры импульсов ВКР и рубинового излучения при мощности возбуждающего излучения, близкой к максимальной, которую можно было получить в нашей установке. Было обнаружено, что длительность импульса ВКР и импульса рубинового излучения, прошедшего кювету, не только не увеличилась, но и существенно сократилась по отношению к длительности импульсов при мощности возбуждающего излучения около 12 Мвт:

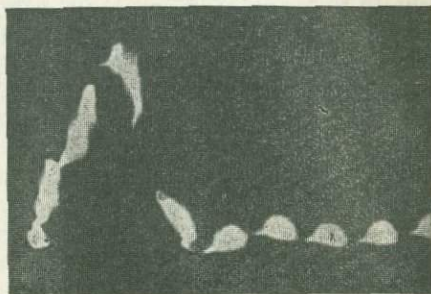


Рис. 17. Осциллограмма импульса рубинового излучения, прошедшего через нитробензол.

Мощность излучения на входе кюветы около 27 Мвт.

при мощности возбуждающего излучения около 27 Мвт (накачка 3.8 кдж) длительность импульса ВКР составляла 24—28 нсек., а импульса рубинового излучения, прошедшего кювету, — 33—35 нсек. Интересно отметить, что если при малых уровнях накачки форма импульса рубинового излучения после кюветы с нитробензолом практически повторяла форму импульса на входе кюветы, то при больших уровнях накачки она значительно отличалась от нее: импульс приобретал почти треугольную форму, а на его переднем фронте появлялась своеобразная ступенька (рис. 17).

Основываясь на результатах работы [12], можно предположить, что имевшее место при малых накачках плавное увеличение длительности импульсов ВКР и рубинового излучения на выходе кюветы при увеличении мощности возбуждающего излучения обусловлено тем, что перекачка энергии в первую стоксову компоненту идет наиболее эффективно в моменты времени, соответствующие наибольшей мощности возбуждающего света, т. е. наиболее активно «работает» вершина импульса возбуждающего излучения, причем рабочая часть импульса тем шире, чем больше энергия накачки. Соответственные изменения испытывает и импульс ВКР. Такой механизм описания хорошо согласуется с четырехфотонной схемой возбуждения ВКР [2]. Что касается поведения временных характеристик импульсов при высоких энергиях накачки, то для его объяснения, по-видимому, необходимо учесть сложность реального механизма ВКР и, в частности, тот факт, что при больших энергиях накачки существенное изменение имеет перекачка энергии в компоненты более высокого порядка, а также сопровождающие явление ВКР вторичные эффекты.

Таким образом, оптимальное временное разрешение при одновременной регистрации голограмм на каждой из длин волн зондирующего излучения могло быть получено в режиме работы при

больших накачках, что соответствовало энергии рубинового излучения примерно 1 дж.

В дальнейшем высокая мощность лазерного излучения и одновременно хорошее временное разрешение, получаемое как на длине волны  $\lambda 6943 \text{ \AA}$ , так и  $\lambda 7658 \text{ \AA}$ , позволило нам разработать трехдлинноволновый метод исследования плазмы, использующий, кроме указанных длин волн, вторую гармонику излучения рубинового лазера, которая генерировалась с помощью кристалла КДР, помещенного после кюветы с нитробензолом.

Кроме длительности импульса зондирующего излучения, существенным фактором, влияющим на качество голограммы, является когерентность излучения источника. Если разность хода опорного и предметного пучков в плоскости голограммы не превышает длины когерентности излучения источника, то с точки зрения голографии, временную когерентность излучения можно считать абсолютной. Качество восстановленного изображения, точнее — распределение яркости в поперечном сечении изображения, будет в этом случае определяться лишь пространственной когерентностью излучения в плоскости голограммы при ее регистрации.

В соответствии с результатами, полученными при исследовании временной и пространственной когерентности ВКР, оптическая разность хода опорного и предметного пучков в плоскости голограммы уравнивалась с точностью до 2 мм, а необходимая степень пространственной когерентности излучения плоскости голограммы обеспечивалась благодаря использованию линии оптической задержки, которая в то же время позволяла регистрировать голограммы в определенные моменты времени относительно начала создания лазерного факела. Другими словами, для получения необходимой степени пространственной когерентности мы удалили (в буквальном смысле) источник от плоскости регистрации голограммы и тем самым уменьшили его угловые размеры.

Обратимся теперь к схеме установки (см. рис. 13). Вынужденное комбинационное рассеяние излучения рубинового лазера 1—3 возбуждалось в кювете 5 с нитробензолом длиной 20 см и диаметром 2 см с помощью линзы 4 с фокусным расстоянием 25 см. На линию оптической задержки 12, 13 часть выходящего из кюветы двухдлинноволнового излучения отводилась с помощью плоскопараллельной пластины с диэлектрическим покрытием 6, имеющей коэффициент отражения для используемого спектрального интервала около 30%. Часть излучения, прошедшая через пластину, фокусировалась линзой 7 ( $f=60 \text{ мм}$ ) на поверхность калиевой мишени 8. При исследовании лазерного факела в воздухе при низких давлениях мишень помещалась в специальную вакуумную камеру. Контроль за давлением осуществлялся с помощью манометра, встроенного в верхнюю крышку камеры. Камера имела одно окно для ввода излучения, создающего факел, и два окна повышенного оптического качества диаметром 40 мм

для прохождения зондирующего излучения. Кусочек металлического калия укреплялся на стальной иголке, впаянной в верхнюю крышку камеры. Рядом с мишенью располагался небольшой объект, изготовленный из проволоочки диаметром 0.2 мм, с помощью которого определялись размеры восстановленного изображения. Для увеличения разрешения регистрация производилась в расходящемся пучке, при этом проекция лазерного факела на плоскость голограммы примерно в 3 раза превышала его действительные размеры. Необходимая угловая расходимость зондирующего пучка задавалась с помощью системы, состоящей из двух линз 14 и 15 с оптической силой +1 и -4 дп соответственно.

Для формирования опорного пучка использовались светоделительный кварцевый клин 10 и зеркало 11, расстояние между которыми по ходу пучка не превышало 20 мм. Пространственная частота интерференционной структуры голограммы для излучения рубинового лазера составляла около  $30 \text{ мм}^{-1}$ . С помощью клина 16 часть излучения отводилась в плоскость 18, где на пленке, не чувствительной к инфракрасной области спектра («Панхром-18») через фильтр КС-18 регистрировалась голограмма в свете рубинового лазера. В плоскости 17 на пленке, сенсibilизированной к инфракрасной области спектра, регистрировалась голограмма в свете ВКР. В этом плече для подавления излучения рубинового лазера устанавливались фильтры КС-19 и ФС-7.

С помощью данной схемы регистрации голограмм легко получить опорный и предметный пучки, имеющие одинаковую структуру в плоскости голограммы. Совмещение структуры пучков осуществлялось с помощью перекрестия, состоящего из двух проволоочек диаметром 0.1 мм, которое помещалось перед разделительным клином 10, так что в плоскости голограммы 17 или 18 каждым из пучков формировалось теневое изображение перекрестия. Так как оба пучка голографической схемы проходили через окна камеры, то разность хода интерферирующих пучков определялась главным образом расстоянием между клином 10 и зеркалом 11 и компенсировалась с точностью до 1 мм введением плоскопараллельных пластин. Недостатком схемы является наличие в ней оптических элементов, обладающих дисперсией, — это клинья 11 и 16 (а также клин 9, который вводился для получения голографических интерферограмм в полосах конечной ширины). Однако при регистрации голограмм в свете рубинового лазера ( $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ) и ВКР ( $\lambda 7658 \text{ \AA}$ ) этот недостаток не играет существенной роли благодаря близости указанных длин волн.

Диаметр зондирующего пучка в месте его прохождения через факел не превышал 5 мм, что накладывало жесткие требования на точность юстировки схемы. Кроме того, для успешного проведения эксперимента была необходима достаточно высокая механическая стабильность схемы, особенно оптических элементов ближайших к источнику излучения. Например, угловая нестабильность пластины с диэлектрическим покрытием 6, равная  $30''$ ,

вызывает изменение направления луча, посылаемого на линию оптической задержки на  $1'$ . Это приводит, как нетрудно видеть, при оптической длине пути, проходимого зондирующим импульсом, равной 34.5 м (временная задержка 115 нсек.) к смещению зондирующего пучка в плоскости факела примерно на 1 см. Это значительно больше размеров факела. Однако благодаря заметной угловой расходимости лазерного излучения ( $2\alpha \approx 30'$ ) и еще боль-

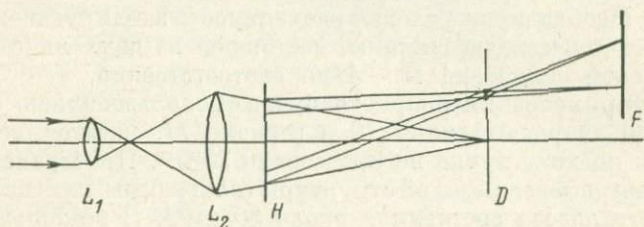


Рис. 18. Схема восстановления.

$L_1, L_2$  — линзы;  $H$  — голограмма;  $D$  — экран с отверстиями;  $F$  — плоскость наблюдения.

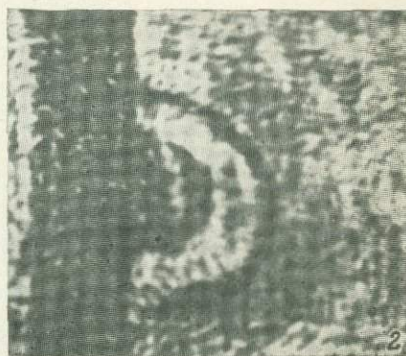
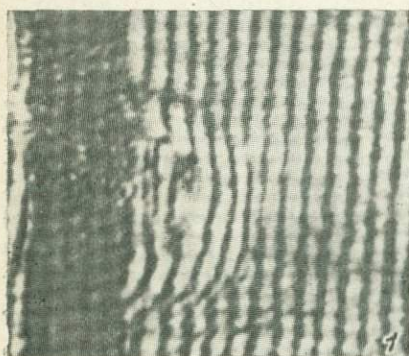
шей расходимости индуцированного излучения ВКР нестабильность схемы могла вызвать лишь некоторое изменение интенсивности пучка в плоскости факела. При получении голографических двухэкспозиционных голограмм заметное изменение интенсивности, имеющее место при угловой нестабильности, значительно большей, чем  $1'$ , может привести к ухудшению контраста полос восстановленной интерференционной картины. Однако в условиях нашего эксперимента роль этого фактора была незначительной по сравнению с нестабильностью работы лазера и главным образом нестабильностью энергетического выхода ВКР. Кроме того, существенное влияние на соотношение интенсивностей восстановленных с двухэкспозиционной голограммы волн, образующих интерферограмму, оказывало поглощение излучения плазмой лазерного факела. Это приводило к ухудшению контраста полос в тех местах интерферограммы, где формировалось изображение факела.

Для получения интерферограмм с полосами конечной ширины в предметный пучок был введен клин 9. Поворот клина между экспозициями приводил к наклону регистрируемой во второй экспозиции предметной волны. Величина наклона определяла пространственную частоту интерференционных полос, которая подбиралась так, чтобы в пределах изображения факела было 5—6 полос.

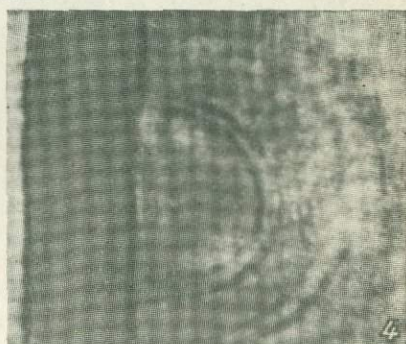
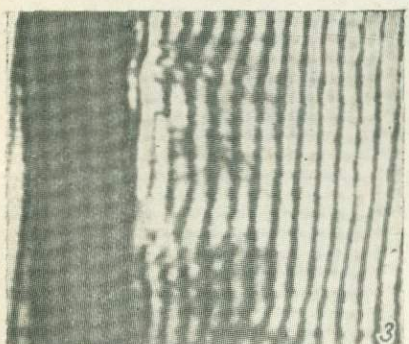
Схема восстановления голографических интерферограмм представлена на рис. 18. Световой пучок одномодового гелий-неонового лазера (ЛГ-36 А) с помощью микрообъектива  $L_1$  и объектива  $L_2$  расширялся и превращался в сходящийся пучок, вершина которого находилась на расстоянии около 120 см от голограммы  $H$ ,

расположенной почти вплотную к линзе  $L_2$ . Особенностью этой схемы является введение экрана с отверстиями в плоскость  $D$ , в которой фокусируются волны различных порядков дифракции. Так как при получении голограммы направление предметного пучка, падающего на фотопластинку во второй экспозиции, отли-

$\lambda 7658 \text{ \AA}$



$\lambda 6943 \text{ \AA}$



а

б

Рис. 19. Интерферограммы и теневые изображения лазерного факела в воздухе  
 $P=0.1$  атм,  $\tau=115$  нсек.

чается от направления в первой экспозиции, то соответствующие волны при восстановлении фокусируются в плоскости  $D$  в две отдельные точки. Пропуская через отверстие в экране ту из них, которая соответствует возмущенному факелом волновому фронту, или обе волны, можно наблюдать либо теневое изображение факела, либо его интерферограмму. В ту же плоскость, где расположен экран, можно вводить фильтры, позволяющие изменить соотношение интенсивностей интерферирующих волн так, чтобы получить наивысший контраст полос на интерферограмме в тех зонах факела, где происходит сильное поглощение света.

Заметим, что аналогичный экспериментальный прием был использован в работе [15], посвященной голографическому исследованию пробоя газа перед лазерным факелом.

С помощью описанных выше схем регистрации и восстановления были получены двухдлинноволновые голографические интерферограммы и тенеграммы плазмы лазерного факела при временных задержках зондирующего импульса относительно импульса, создающего факел 85 и 115 нсек. Лазерный факел создавался в воздухе при давлении 1 и 0.1 атм. В качестве примера на рис. 19 представлены интерферограммы (а) и тенеграммы (б) плазмы лазерного факела в воздухе при давлении 0.1 атм,

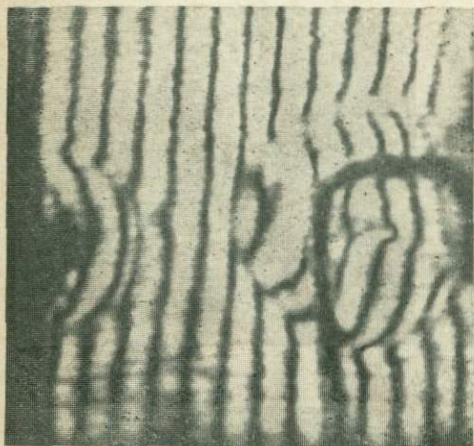


Рис. 20. Голографическая интерферограмма двух возникших за одну вспышку лазерных плазм ( $\lambda$  6943 Å).

восстановленные с двух одновременно зарегистрированных голограмм.

На интерферограмме, полученной в свете ВКР, хорошо заметен сдвиг полос, обусловленный присутствием в плазме нормальных атомов калия, который практически отсутствует на интерферограмме, зарегистрированной в свете рубинового лазера.

Обработка двухдлинноволновых интерферограмм, позволяющая определить концентрацию нормальных атомов калия в плазме лазерного факела, описана далее.

Отметим некоторые эффекты, имевшие место в наших экспериментах. Так, было замечено, что присутствие твердой мишени способствует уменьшению порога пробоя воздуха. Это хорошо иллюстрируется интерферограммой, показанной на рис. 20. Лазерный луч, распространяясь в непосредственной близости от масштабного объекта (проволочки, с помощью которой определялся размер изображения), помещенного на расстоянии около 3 мм от поверхности мишени, вызывал пробой воздуха вблизи него, а также создавал факел около поверхности мишени. В отсутствие твердой мишени и масштабного объекта мощности лазерного излучения было недостаточно для создания в фокусе линзы 7 лазерной искры. Основываясь на результатах работы [16], можно предположить, что снижение порога пробоя газа, в котором находится мишень, является следствием ультрафиолетового излучения лазерной

плазмы, оказывающего ионизирующее действие. В соответствии со сказанным, можно ожидать, что под действием мощного излучения, фокусируемого вблизи поверхности твердой мишени, находящейся в газе при сравнительно высоких давлениях, возникает плазма, состоящая из плазмы лазерного факела и плазмы лазерной искры. Это предположение подтверждают полученные для временных задержек  $\tau = 49$  нсек. теневые проекции лазерной плазмы в воздухе при атмосферном давлении.

#### § 4. Трехдлинноволновая голографическая диагностика лазерного факела на калиевой мишени

Для разделения вкладов в показатель преломления, вносимых электронами и тяжелыми частицами плазмы, используют хорошо известный метод двухдлинноволновой интерферометрии [17]. Очевидно, что если, кроме излучения с длинами волн, необходимыми для осуществления двухдлинноволновой диагностики, в зондирующем излучении будет содержаться излучение с длиной волны, близкой к линии поглощения атомов или ионов определенного сорта, то при соответствующем выборе длин волн это позволит, с одной стороны, на фоне общего изменения показателя преломления выделить вклад частиц этого сорта, а с другой — разделить вклады электронов и остальных тяжелых частиц.

Эта идея была реализована при интерференционно-голографической диагностике плазмы лазерного факела на калиевой мишени [18]. В качестве зондирующего излучения использовались основная ( $\lambda 6943 \text{ \AA}$ ) и вторая ( $\lambda 3472 \text{ \AA}$ ) гармоники излучения рубинового лазера, а также вынужденное комбинационное рассеяние в нитробензоле излучения рубинового лазера. Экспериментальная установка (рис. 21) была создана на основе установки, применявшейся при исследовании плазмы лазерного факела в свете рубинового лазера и ВКР (см. рис. 13). Внесенные изменения состояли в следующем: фокусное расстояние линзы 4, фокусирующей излучение рубинового лазера в кювету с нитробензолом, было уменьшено до 17 см. При этом коэффициент преобразования по энергии возбуждающего излучения в индуцированное составил около 15%. На выходе кюветы помещалась вторая такая же линза 6, которая формировала параллельный пучок излучения рубинового лазера, падающий затем на удвоитель частоты — нелинейный одноосный кристалл  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  (KDP) 7. Кристалл KDP представлял собой параллелепипед размерами  $20 \times 20 \times 40$  мм. При генерации второй гармоники в параллельном луче необходимо было добиться минимальной угловой расходимости лазерного излучения, что, очевидно, выдвигало очень жесткие требования к точности установки линз 4 и 6. Так как эффективность преобразования основного излучения во вторую гармонику зависит от плотности потока излучения в кристалле, то кпд в нашем случае не превышал 0.5—1%. При указанных условиях возбуждения излучение второй

гармоники в дальней зоне представляло собой полосы с угловой шириной главного максимума, соответствующего центральной полосе, равной [19, 20]

$$Q_{\beta} = \frac{2\pi}{k_0 \beta L} = 2', \quad (22)$$

где  $k_0$  — волновой вектор возбуждающего излучения основной частоты ( $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ), измеренной в воздухе;  $\beta$  — угол двулучепреломления в кристалле;  $L$  — длина кристалла. В пределах этого угла излучалось примерно 90% мощности второй гармоники. Заметим, что в отсутствие линзы  $b$  мы наблюдали генерацию второй гармоники в виде концентрических колец, в центре которых распо-



Рис. 21. Схема установки для получения голограмм лазерного факела в свете трех длин волн.

лагалось пятно максимальной интенсивности. Этот способ генерации второй гармоники не мог быть использован вследствие значительно большей расходимости излучения по сравнению со случаем генерации в параллельном пучке. Измерения длительности импульса второй гармоники показали, что он примерно в 1.3 раза короче импульса исходного излучения рубинового лазера.

Малая угловая расходимость (см. формулу (22)) излучения второй гармоники позволяла получать необходимую экспозицию фотоматериала даже при использовании линии задержки длиной 35 м. Однако существенно возросли требования к точности юстировки схемы. Она производилась по полосе второй гармоники, которая последовательно с помощью регулировки положения линз 4 и 6 выводилась на все более удаленные от торца кристалла KDP диафрагмы.

Диэлектрическое зеркало 8 имеет коэффициент отражения для излучения второй гармоники около 50%, а для лазерного излучения в ВКР около 30%. Для выравнивания оптической разности хода опорного и предметного пучков использовались кварцевые плоскопараллельные пластинки. Некоторые изменения были внесены в схему регистрации голограмм. Теперь в плоскости 18 регистрировалась голограмма в свете ВКР, а для подавления излу-

чения рубинового лазера и его второй гармоники устанавливались фильтры КС-19 и ФС-7. В плоскости  $I7$  на пленке «Панхром-18» регистрировалась двухдлинноволновая голограмма в свете первой и второй гармоник.

Конечно, было бы удобнее регистрировать одну трехдлинноволновую голограмму и при восстановлении иметь три локализованные в разных местах интерферограммы. Однако, так как длины волн излучения рубинового лазера и ВКР весьма близки между собой, возможность получения неперекрывающихся изображений лазерного факела, соответствующих этим длинам волн, требует дополнительного анализа.

Пусть восстановление производится с помощью излучения с длиной волны  $\lambda_3$ . Углы дифракции на голографических структурах, соответствующих лазерному излучению ( $\lambda_1$ ) и ВКР ( $\lambda_2$ ), в приближении малых углов определяются формулами

$$\beta_1 = \lambda_3 \frac{\alpha}{\lambda_1} \quad (23)$$

и

$$\beta_2 = \lambda_3 \frac{\alpha}{\lambda_2}, \quad (24)$$

где  $\alpha$  — средний угол между опорным и предметным пучками в плоскости голограммы. Различие углов дифракции  $\Delta\beta$ , очевидно, будет выражаться формулой

$$\Delta\beta = \frac{\alpha}{\lambda_3} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right). \quad (25)$$

Для получения неперекрывающихся изображений необходимо выполнение условия

$$\Delta\varphi \leq \Delta\beta \quad (26)$$

или

$$\frac{\Gamma\Delta\varphi}{\alpha} \leq \frac{\lambda_3\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}, \quad (27)$$

где  $\Delta\varphi$  — угловые размеры объекта,  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Учитывая, что разрешающая способность пленки не превышает  $150 \text{ мм}^{-1}$  и что на пленке, кроме голограммы в свете ВКР и основной гармоники рубинового лазера, регистрируется также голограмма в свете второй гармоники, получим, что максимальное значение  $\alpha$  составляет  $0.05$  рад. Так как в наших условиях  $\lambda_3\Delta\lambda/\lambda_1\lambda_2 \approx 0.08$  ( $\lambda_3 = 6328 \text{ \AA}$ ), то легко видеть, что условие (27) ограничивает угловые размеры объекта углом  $\Delta\varphi_{\text{пред}} \approx 0.23^\circ$ . Максимальный продольный размер факела в наших экспериментах составлял примерно  $4 \text{ мм}$ , что при расстоянии от плоскости факела до голограммы, равном  $R = 80 \text{ см}$ , определяет угловой размер факела величиной  $0.3^\circ$ .

Для уменьшения углового размера вдвое мы должны примерно в 2 раза увеличить  $R$ . При этом для получения голографической

структуры с требуемой пространственной частотой ( $\nu=150 \text{ мм}^{-1}$  для  $\lambda=3472 \text{ \AA}$  и  $\nu=75 \text{ мм}^{-1}$  для  $\lambda=6943 \text{ \AA}$ ) угол между опорным и предметным пучками должен быть примерно  $3^\circ$ . При нашей геометрии схемы регистрации это требует увеличения расстояния между зеркалом *13* и клином *12* до 80 мм, вследствие чего разность хода между пучками возрастает, что вызывает дополнительные трудности при ее компенсации. Кроме того, существенно отметить, что имевшаяся в нашем распоряжении фотопленка для регистрации инфракрасного излучения обладала низкой разрешающей способностью для регистрации голограмм в свете второй гармоники при нашей геометрии схемы. Значительные трудности при регистрации трехдлинноволновой голограммы вызывало бы также получение оптимального соотношения интенсивностей излучений различных длин волн, необходимого для экспозиции фотопленки.

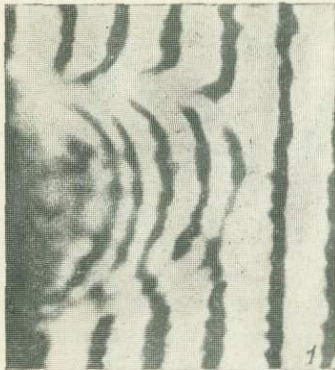
В силу отмеченных трудностей мы предпочли регистрировать голограммы в свете ВКР на отдельной фотопленке, хотя восстановление с одной трехдлинноволновой голограммы трех интерферограмм и представляло определенный методический интерес. Трудность осуществления трехдлинноволновой диагностики лазерного факела в данной схеме заключалась в получении трехдлинноволнового излучения, каждая спектральная компонента которого имела бы достаточную интенсивность для регистрации голограммы в свете соответствующей длины волны. Тщательная юстировка всех элементов схемы и, в частности, линии преобразования частоты излучения рубинового лазера (лазер на рубине — кювета ВКР — кристалл KDP) позволила нам увеличить интенсивность излучения второй гармоники. В результате стало возможным одновременное получение сравнительно качественных голографических интерферограмм лазерного факела, соответствующих каждой из трех длин волн зондирующего излучения.

На рис. 22 показаны одновременно полученные трехдлинноволновые интерферограммы (*а*) лазерного факела, возникающего в воздухе при атмосферном давлении, при сдвиге зондирующего импульса относительно импульса, создающего факел, на 115 нсек. и соответствующие им теневые изображения факела (*б*). Методика обработки трехдлинноволновых интерферограмм, позволяющая определить раздельно концентрации частиц разного рода в плазме факела, описана в следующем параграфе.

### § 5. Методика и результаты обработки интерферограмм

Рассмотрим сначала методику обработки интерферограмм лазерного факела в воздухе при атмосферном давлении. При плотностях частиц, имеющих место в лазерной плазме в наших условиях эксперимента, мы можем считать, что показатель преломления плазмы является аддитивной величиной и обусловлен ее различными компонентами.

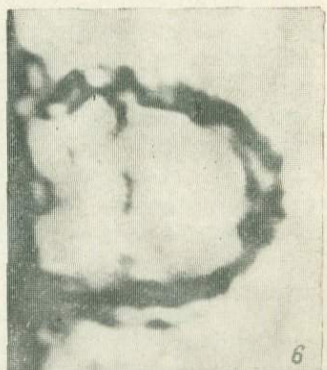
$\lambda 7658 \text{ \AA}$



$\lambda 6943 \text{ \AA}$



$\lambda 3472 \text{ \AA}$



*а*

*б*

Рис. 22. Полученные за одну экспозицию интерферограммы (*а*) и теньевые изображения (*б*) лазерного факела на калиевой мишени в воздухе при атмосферном давлении.

Если для получения интерферограмм используется излучение рубинового лазера и ВКР, то регистрируемое изменение показателя преломления в зоне, занимаемой лазерной плазмой, будет связано с тремя причинами: 1) изменением плотности воздуха, 2) появлением свободных электронов и 3) появлением нейтральных атомов калия благодаря выбросу вещества из мишени.

До образования факела показатель преломления  $n_0$  будет определяться лишь концентрацией молекул воздуха  $N_0$ , с которой он, как известно, связан формулой

$$(n_0 - 1)_\lambda = 2\pi\alpha(\lambda) N_0, \quad (28)$$

где  $\alpha(\lambda)$  — поляризуемость молекул воздуха для данной длины волны.

Показатель преломления плазмы в соответствии со сказанным и с учетом формулы (6) будет определяться выражением

$$(n - 1)_\lambda = 2\pi\alpha(\lambda) N - 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + (n - 1)_{\lambda K}. \quad (29)$$

Здесь  $N$  — концентрация молекул воздуха,  $(n - 1)_{\lambda K}$  — вклад в рефракцию плазмы нормальных атомов калия. Для того чтобы найти его, учтем обе линии резонансного дублета калия ( $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2, 1/2}$ )  $\lambda_k = 7665$  и  $\lambda'_k = 7699 \text{ \AA}$  с силами осцилляторов соответствующих переходов  $f_k = 0.6$  и  $f'_k = 0.34$ . Получим, согласно (1),

$$(n - 1)_{\lambda K} = A \left[ \frac{f_k}{\lambda - \lambda_k} + \frac{f'_k}{\lambda - \lambda'_k} \right] N_K. \quad (30)$$

Из формул (28) и (29), с учетом (30), полное изменение показателя преломления в зоне, занимаемой плазмой, примет вид

$$\begin{aligned} \Delta n(\lambda) &= (n - 1)_\lambda - (n_0 - 1)_\lambda = \\ &= 2\pi\alpha(\lambda) \Delta N - 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e + A \left[ \frac{f_k}{\lambda - \lambda_k} + \frac{f'_k}{\lambda - \lambda'_k} \right] N_K. \end{aligned} \quad (31)$$

В соответствии с изменением показателя преломления на интерферограмме будет иметь место смещение интерференционных полос относительно того положения, которое они занимали бы в отсутствие плазмы:

$$k = \frac{1}{\lambda} \int_0^l \Delta n(\lambda) dl, \quad (32)$$

где  $k$  — число полос, на которое сместилась интерференционная картина;  $l$  — длина зондируемого участка плазмы.

Подставляя в (31) числовые значения величин, для изменения показателя преломления на каждой из длин волн зондирующего излучения получим

$$\Delta n_{7658 \text{ \AA}} = 1.07 \cdot 10^{-23} \Delta N - 2.62 \cdot 10^{-22} N_e - 1.15 \cdot 10^{-19} N_K, \quad (33)$$

$$\Delta n_{6943 \text{ \AA}} = 1.07 \cdot 10^{-23} \Delta N - 2.15 \cdot 10^{-22} N_e - 1.51 \cdot 10^{-21} N_K. \quad (34)$$

Для поляризуемости молекул воздуха в указанном спектральном интервале взято значение  $\alpha = 0.17 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$  [21].

Таким образом, очевидно, что, имея только две интерферограммы, мы, вообще говоря, не можем определить плотность каждой из компонент, участвующих в регистрируемом изменении показателя преломления. Однако регистрацию нормальных атомов калия можно оценить, если учесть следующие обстоятельства.

Как нетрудно видеть, в отсутствие нормальных атомов калия различие в смещении полос на интерферограммах, обусловленное различием длин волн  $\lambda = 7658 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ , находится в пределах экспериментальной точности, с которой могут быть определены смещения полос и которая в наших экспериментах составляла 10%. Действительно, смещение интерференционных полос, обусловленное присутствием свободных электронов  $k_e$ , определяется формулой

$$k_e = -4.49 \cdot 10^{-14} \int_0^l N_e dl, \quad (35)$$

а смещение интерференционных полос, обусловленное изменением плотности воздуха, — формулой

$$k_b = \frac{1}{\lambda} \int_0^l 2\pi\alpha\Delta N dl. \quad (36)$$

Вследствие уменьшения плотности воздуха в центральных областях плазмы, связанного с образованием ударной волны,  $\Delta N < 0$  и, тогда смещения  $k_e$  и  $k_b$  имеют одинаковый знак. Попутно заметим, что смещение, обусловленное атомами, происходит в том же направлении, что  $k_e$  и  $k_b$ , и поэтому полное смещение будет максимальным на интерферограмме, соответствующей излучению ВКР. Так как смещение  $k_e$  пропорционально длине волны, а смещение  $k_b$  обратно пропорционально ей, то различие в суммарном смещении полос, обусловленном электронами и вытеснением воздуха, не будет превышать величины, определяемой отношением длин волн  $\lambda_1/\lambda_2 \approx 1.1$ . Тогда различие в смещении полос на интерферограммах, полученных в свете ВКР и рубинового лазера, будет определяться лишь величиной вклада в изменение показателя преломления нейтральных атомов калия. Приближенная формула для нахождения их концентрации, таким образом, примет вид

$$k_1\lambda_1 - k_2\lambda_2 = 1.135 \cdot 10^{-19} \int_0^l N_K dl, \quad (37)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — соответственные смещения полос на интерферограммах. Отсюда для средней по длине зондируемого слоя кон-

центрации  $\bar{N}_K$ , будем иметь

$$\bar{N}_K = \frac{6.75 \cdot 10^{14}}{l} (1.1k_1 - k_2). \quad (38)$$

С помощью этой формулы обрабатывались первые интерферограммы лазерной плазмы, полученные при двухдлинноволновой диагностике. В принципе, по этим интерферограммам можно было бы рассчитать также и электронную концентрацию, если исходя из теории сильного взрыва [22] сделать предположение о том, что на исследуемых стадиях развития плазмы, соответствующих ее свободному разлету, имеет место полное вытеснение воздуха в плотную оболочку. С помощью несложных расчетов можно определить вклад в изменение показателя преломления, обусловленный вытеснением воздуха во фронт ударной волны, и ввести соответствующую поправку в выражение для смещения интерференционных полос. Этот способ расчета детально рассматривается в работе [23]. В нашем случае подобная методика обработки интерферограмм представляет лишь методический интерес, поскольку разработанный нами метод трехдлинноволновой диагностики позволяет рассчитать концентрацию электронов, нормальных атомов калия и изменение плотности воздуха на основе экспериментальных данных. Кроме того, предположение о полном вытеснении воздуха в оболочку плазмы требует, вообще говоря, дополнительной экспериментальной проверки, которая, как очевидно, с помощью трехдлинноволновой диагностики осуществляется параллельно с определением концентраций интересующих нас компонент.

Если в зондирующем излучении, кроме указанных длин волн, содержится вторая гармоника излучения рубинового лазера ( $\lambda 3472 \text{ \AA}$ ), то будет зарегистрировано соответствующее изменение показателя преломления

$$\Delta n_{3472 \text{ \AA}} = 1.26 \cdot 10^{-23} \Delta N_e - 0.54 \cdot 10^{-22} N_e. \quad (39)$$

(С помощью несложных расчетов можно убедиться, что вклад атомов калия в показатель преломления на этой длине волны ничтожно мал). Определяя соответственные сдвиги интерференционных полос на трех интерферограммах, можно вычислить все интересующие нас величины. Результаты подобного расчета для продольного распределения средних по диаметру концентраций  $\bar{N}_e$ ,  $\bar{N}_K$ ,  $\bar{N}$  представлены на рис. 23, а-в.

Исследуя лазерную плазму в воздухе при низких давлениях, когда вклад воздуха в изменение показателя преломления пренебрежимо мал по сравнению с вкладом других компонент, можно ограничиться получением интерферограмм на двух длинах волн. В этом случае совместное решение двух уравнений, описывающих смещения интерференционных полос и соответствующих уравнениям (33) и (34) (без членов, учитывающих вклад воздуха), позво-

ляет определить концентрацию атомов калия и электронов. Нетрудно видеть, что формула для расчета  $\bar{N}_K$  практически совпадает с формулой (38), а формула для расчета  $\bar{N}_e$  имеет вид

$$\bar{N}_e = 2.92 \cdot 10^{-17} \left[ \frac{k}{l} - 1.96 \cdot 10^{-15} \bar{N}_K \right]. \quad (40)$$

Сравнивая интерферограммы лазерного факела, представленные на рис. 19 ( $P=0.1$  атм,  $\tau=115$  нсек.), видим, что на интер-

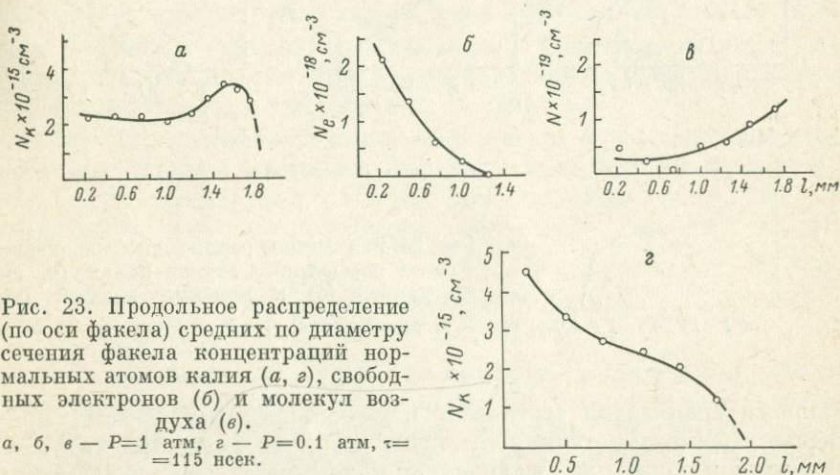


Рис. 23. Продольное распределение (по оси факела) средних по диаметру сечения факела концентраций нормальных атомов калия (а, в), свободных электронов (б) и молекул воздуха (г).  
а, б, в —  $P=1$  атм, г —  $P=0.1$  атм,  $\tau=115$  нсек.

ферограмме, соответствующей излучению рубинового лазера, полосы остаются почти прямыми. Отсюда следует, что в данном случае концентрация свободных электронов не превышает минимально определяемой нашим методом, и отклонение полос на интерферограмме, соответствующей излучению ВКР, обусловлено нейтральными атомами калия. Результаты расчетов  $\bar{N}_K$ , усредненные по нескольким однотипным интерферограммам, представлены на рис. 23, г. Исходя из точности определения смещения интерференционных полос, оцениваем погрешность определения интересующих нас концентраций величиной примерно 30%.

До сих пор мы обсуждали методику определения средних по длине зондируемого участка плазмы значений концентраций. Плазма лазерного факела является аксиально симметричной неоднородностью, причем осью симметрии служит направление распространения лазерного излучения, создающего факел на мишени. Зондирующий плазму лазерный пучок проходит через нее по хорде, т. е. в направлении, перпендикулярном оси симметрии. В этом случае, как хорошо известно, по интегральным значениям показателя преломления можно найти его радиальное распределе-

ние в выбранном сечении плазмы. Пусть осью симметрии является ось  $z$ , а используемое для регистрации интерферограммы излучение лазера распространяется вдоль оси  $y$ .

Если отклонение светового луча, проходящего через плазму, не принимать во внимание (его необходимо учитывать в случае

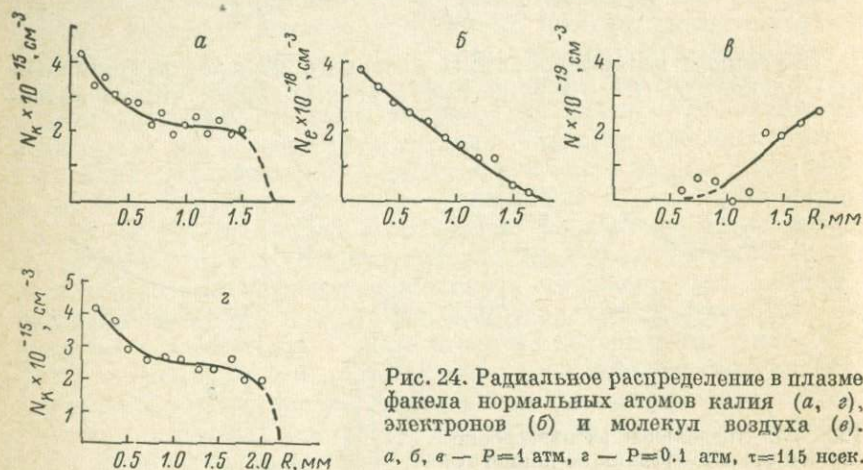


Рис. 24. Радиальное распределение в плазме факела нормальных атомов калия (а, г), электронов (б) и молекул воздуха (в). а, б, в —  $P=1$  атм, г —  $P=0.1$  атм,  $\tau=115$  нсек.

больших градиентов плотности или больших расстояний, проходимых световым пучком в плазме [24]), то смещение интерференционной полосы по отношению к положению, которое занимала данная полоса в отсутствие плазмы, можно записать следующим образом:

$$k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_0^y \Delta n(r) dy, \quad (41)$$

или

$$k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_0^R \frac{\Delta n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (42)$$

Уравнение (42) относится к типу интегральных уравнений Абеля. Существует несколько методов их решения (см., например, [25]). Наиболее распространенным является метод, в котором поперечное сечение исследуемой неоднородности разбивается на  $k$  кольцевых зон  $0=r_0 < r_1 < \dots < r_k=R$ , а функция  $k(x)$  аппроксимируется кусочно-линейной функцией, принимающей в точках  $x_j$ , экспериментально определяемые значения  $k(x_j)$ . Интегральному уравнению (42) будет соответствовать система линейных алгебраических уравнений с треугольной матрицей. Каждое из уравнений

имеет вид

$$k(x_j) = 2 \sum_{m=j}^k \frac{\Delta n(r_m)}{\lambda} \Delta l_{jm}. \quad (43)$$

Здесь  $\Delta n(r_m)$  — искомое изменение показателя преломления в точках  $r_m$ , а  $\Delta l_{jm}$  — длина пути, проходимого светом в соответствующей кольцевой зоне. Очевидно, что  $\Delta l_{jm}$  можно представить как  $\Delta l_{jm} = \alpha_{jm} \Delta r$ , где  $\Delta r = R/k = D/2k$  ( $D$  — диаметр сечения). Коэффициенты  $\alpha_{jm}$ , как нетрудно видеть, пропорциональны соответствующим площадям участков кольцевых зон. Они рассчитаны в ряде работ для различного числа зон разбиения; мы использовали коэффициенты  $\alpha_{jm}$ , приведенные в [26].

С помощью преобразования Абеля были обработаны интерферограммы плазмы лазерного факела в воздухе при давлении 1 и 0.1 атм. Результаты расчетов для временных задержек  $\tau = 115$  нсек. представлены на рис. 24.

#### § 6. Границы применимости метода резонансной голографии

В настоящем параграфе рассмотрим возможности метода резонансной голографии. В частности, определим чувствительность метода, а также выясним причины, влияющие на качество интерферограммы и ограничивающие диапазон концентраций исследуемой компоненты, который может быть измерен по одной интерферограмме.

Чувствительность метода резонансной голографии можно оценить по минимальной величине концентрации тяжелых частиц, доступной для измерения.

Будем полагать, что фазовые искажения, испытываемые светом с длиной волны  $\lambda_2$ , близкой к линии поглощения  $\lambda_k$ , не зависят от механизма уширения линии поглощения, т. е.  $\lambda_2$  достаточно далеко отстоит от центра линии  $\lambda_k$ . Влияние уширения на показатель преломления рассматривается в работе [27], в которой предлагается добиться селективности обычных интерференционных методов также за счет использования двухдлинноволнового излучения, содержащего длину волны, близкую к линии поглощения одной из компонент исследуемой неоднородности. Также будем считать, что в пределах ширины линии зондирующего излучения  $\lambda_2$  изменение показателя преломления данной компоненты незначительно.

Пусть для получения голограммы использовалось излучение, содержащее две длины волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Для излучения с длиной волны  $\lambda_1$ , далеко отстоящей от линии поглощения  $\lambda_k$ , регистрируемое изменение показателя преломления обозначим через  $(n_1 - n_0)$ , а для излучения с длиной волны  $\lambda_2$ , близкой к линии поглоще-

ния, — через  $(n_2 - n_0)$ . Здесь  $n_0$  — показатель преломления среды в отсутствие объекта. Тогда  $n_2 = n_1 + \Delta n$ , где  $\Delta n$  — изменение показателя преломления, обусловленное той компонентой неоднородности, которой принадлежит линия поглощения. В интервале длин волн, который используется в рассматриваемом методе,  $n_1$  является слабой функцией длины волны света. Поэтому можно считать, что различие в сдвиге полос на интерферограммах, соответствующих излучениям с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , обусловлено величиной  $\Delta n$ , определяемой формулой Зельмейера. Обозначим сдвиг полос на интерферограмме, соответствующей длине волны  $\lambda_1$ , через  $k_1$ , а на другой — через  $k_2$ . Сдвиг полос, вносимый объектом, будет определяться формулой

$$k_{1,2} = \frac{(n_{1,2} - n_0) l}{\lambda_{1,2}} \quad (44)$$

Выражая  $n_{1,2}$  из (44) и используя (1), получим

$$k_1 \lambda_1 - k_2 \lambda_2 = \frac{A f_k N_k l \lambda_k^3}{\lambda_2 - \lambda_k} \quad (45)$$

Пусть минимальный сдвиг полос, который мы можем зарегистрировать, равен  $\eta$ , т. е. для обработки интерферограмм необходимо, чтобы

$$\Delta k \gg \eta \quad (46)$$

Полагая, что различие между  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$  невелико, получим

$$\Delta k = k_1 - k_2 = \frac{A f_k N_k \lambda_k^2 l}{\Delta \lambda} \quad (47)$$

где  $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta \lambda$ . Следовательно, минимальная концентрация будет определяться выражением

$$N_{\text{К мин}} = \eta \frac{\Delta \lambda}{A f_k \lambda_k^2 l} \quad (48)$$

Теперь с помощью формулы (48) определим минимальную концентрацию нормальных атомов калия, которая могла быть измерена в наших условиях при исследовании плазмы лазерного факела. Подставляя численные значения величин, входящих в (48), и принимая  $\eta = 1/10$ ,  $l = 3$  мм, получим  $N_{\text{К мин}} = 2.6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Очевидно, что чувствительность метода можно увеличить, уменьшив спектральный интервал  $\Delta \lambda$ , на который отстоит длина волны зондирующего излучения  $\lambda_2$  от центра линии поглощения  $\lambda_k$ .

В нашем случае мы могли приблизить длину волны ВКР к центру линии поглощения калия только увеличивая температуру рубинового элемента. В работах [28], [29] показано, что при увеличении температуры кристалла на  $1^\circ$  длина волны излучения лазера возрастает примерно на  $0.07 \text{ \AA}$ . Несложный расчет показывает, что для того, чтобы иметь  $\Delta \lambda \approx 1 \text{ \AA}$ , необходимо нагреть рубиновый элемент примерно до  $85^\circ \text{ C}$ . В условиях нашего

эксперимента наблюдался срыв генерации при температуре стержня  $55^{\circ}\text{C}$ , причем в интервале изменения температуры от  $20$  до  $50^{\circ}$  энергия излучения резко уменьшалась (рис. 25). В то же время пороговая энергия накачки возросла с  $1800$  до  $3400$  дж. В силу указанных обстоятельств возможность повышения чувствительности метода за счет сокращения спектрального интервала  $\Delta\lambda$  не была реализована.

В пределах объема плазмы средняя по длине пути зондирующего

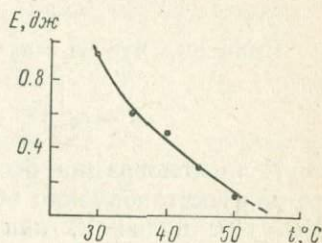


Рис. 25. Уменьшение энергии излучения рубинового лазера  $E$  при увеличении температуры рубинового стержня  $t$ .

луча концентрация интересующих нас тяжелых частиц может изменяться. Определим максимальное значение средней концентрации  $N_{\text{К макс}}$ , при котором контраст полос на интерферограмме имеет еще приемлемую для обработки величину. Искомую концентрацию  $N_{\text{К макс}}$  можно определить, если учесть влияние поглощения на качество восстанавливаемой интерферограммы.

Пусть при восстановлении интерферограмма образуется двумя волновыми фронтами, распределения амплитуд которых пропорциональны распределениям амплитуд предметных волновых фронтов  $a_1$  и  $a_2$ , которые использовались при записи голограммы методом двух экспозиций. Распределение комплексных амплитуд невозмущенного волнового фронта запишем в виде

$$a_1 = a_1 e^{-i(\omega t + \varphi_1)}, \quad (49)$$

где  $\omega$  — частота излучения, связанная с длиной волны формулой  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ;  $\varphi_1$  — распределение фаз в плоскости фотопленки;  $a_1$  — амплитуда. Волновой фронт  $a_2$  несет в себе фазовое искажение  $\delta$ , обусловленное присутствием объекта:

$$a_2 = a_2 e^{-i(\omega t + \varphi_2 + \delta)}. \quad (50)$$

При этом, кроме преломления, волна, проходящая через плазму, может испытывать и поглощение, так что (50) принимает вид

$$a_2 = a_2 e^{-\frac{K}{2}l} e^{-i(\omega t + \varphi_2 + \delta)}, \quad (51)$$

где  $a_2$  — вещественная амплитуда,  $K$  — коэффициент поглощения на  $1$  см,  $\varphi_2$  — распределение фаз в плоскости фотопластинки в отсутствие объекта,  $l$  — длина возмущенного слоя. С точностью до постоянного множителя, определяемого условиями обработки и интенсивностью опорной волны, распределение интенсивности  $I$

в восстановленной интерференционной картине будет иметь вид

$$I = \left| a_1 e^{-i(\omega t + \varphi)} + a_2 e^{-\frac{KI}{2} l} e^{-i(\omega t + \varphi_2 + \delta)} \right|^2 =$$

$$= a_1^2 + a_2^2 e^{-KI} + 2a_1 a_2 e^{-\frac{KI}{2} l} \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \delta). \quad (52)$$

Полагая, что  $a_1 = a_2 = a_0$ , будем иметь вместо (52)

$$I = a_0^2 \left[ 1 + e^{-KI} + 2e^{-\frac{KI}{2} l} \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \delta) \right]. \quad (53)$$

Если голограмма была получена методом двух экспозиций, то при восстановлении образуются полосы равной разности хода. Контраст полос  $V$ , как известно, определяется выражением

$$V = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}, \quad (54)$$

$I_{\text{макс}}$  определяется формулой (53) при условии

$$\varphi_1 - \varphi_2 - \delta = 2m\pi,$$

а  $I_{\text{мин}}$  — при

$$\varphi_1 - \varphi_2 - \delta = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

Подставляя выражения для  $I_{\text{макс}}$  и  $I_{\text{мин}}$  в (54) для контраста полос, получим

$$V = \frac{2e^{-\frac{KI}{2} l}}{1 + e^{-KI}}. \quad (55)$$

Если считать, что при  $V \ll \sigma$  интерференционные полосы становятся неразличимы, то должно выполняться неравенство

$$\frac{2e^{-\frac{KI}{2} l}}{1 + e^{-KI}} \gg \sigma. \quad (56)$$

Умножая числитель и знаменатель дроби на  $e^{\frac{KI}{2}}$ , получим

$$\frac{e^{\frac{KI}{2}} + e^{-\frac{KI}{2}}}{2} \ll \frac{1}{\sigma},$$

откуда имеем

$$\text{ch} \frac{K}{2} l \ll \frac{1}{\sigma}$$

и, окончательно,

$$Kl \leq 2 \text{Arch} \frac{1}{\sigma}. \quad (57)$$

Таким образом, задача нахождения максимальной концентрации поглощающих частиц сводится к определению коэффициента поглощения вблизи одиночной линии. Это обстоятельство требует анализа причин, вызывающих уширение спектральных линий. Для практически важного случая, когда доплеровская ширина значительно превышает естественную, коэффициент поглощения на некотором расстоянии от середины линии можно выразить формулой [30]

$$K = \frac{\pi e^2}{mc} \cdot \frac{N_{Kf_k} \gamma}{(\omega - \omega_k)^2} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\Delta \omega_D}{\omega - \omega_k} \right) + \dots \right\}. \quad (58)$$

Здесь  $\omega - \omega_k$  — расстояние от центра линии  $\omega_k$ ;  $\Delta \omega_D$  — доплеровская ширина линии;  $\gamma$  — постоянная затухания, которая определяется естественным затуханием излучения ( $\gamma_H$ ) и затуханием излучения вследствие возмущения излучающих атомов окружающими частицами — уширение давлением ( $\gamma_D$ ). Так как на больших расстояниях от центра линии расширение вследствие затухания уменьшается как  $(1/\Delta\lambda)^2$ , а доплеровское уширение падает по экспоненте, то во внешних частях линии главную роль играет эффект затухания. Следовательно, вдали от центра линии коэффициент поглощения будет определяться формулой

$$K = \frac{e^2 N_{Kf_k} \lambda_k}{4\pi mc^3} \cdot \frac{\gamma}{(\lambda_k - \lambda)^2}. \quad (59)$$

В простейшем случае низких парциальных давлений частиц в плазме постоянная затухания  $\gamma$  определяется преимущественно естественным затуханием излучения и может быть найдена по формуле [30]

$$\gamma = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{e^2}{mc} \cdot \frac{1}{\lambda_k^2}. \quad (60)$$

Тогда для коэффициента поглощения получим

$$K = B \frac{\lambda_k^2 N_{Kf_k}}{(\Delta\lambda)^2}, \quad (61)$$

где  $B = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 16.5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^{-2}$ . Используя (57), видим, что для получения интерференционных полос с контрастом не хуже, чем  $\sigma$ ,  $N_K$  не должна превышать значения

$$N_{K \text{ макс}} = \frac{2\Delta\lambda^2 \text{ Arch } \frac{1}{\sigma}}{B \lambda_k^2 f_k l}. \quad (62)$$

Таким образом, пригодная для обработки интерферограмма будет получена в том случае, если измеряемый диапазон концентраций тяжелых частиц данного сорта определяется отношением

$$\frac{N_{K \text{ макс}}}{N_{K \text{ мин}}} = \frac{A}{B} \frac{2\Delta\lambda \text{ Arch } \frac{1}{\sigma}}{\gamma}. \quad (63)$$

Из сравнения формул (48) и (63) следует, что увеличение диапазона измеряемых концентраций может быть достигнуто за счет уменьшения чувствительности метода.

Существенно отметить следующее. Формула (62) получена для идеализированного случая, когда крылья линии уширены только вследствие естественного затухания.

Однако в интересных для практики случаях необходимо учитывать другие уширения спектральных линий. При этом доплеровский механизм уширения даже при высоких температурах не оказывает существенного влияния на профиль крыльев линии, который определяется уширением давлением [31, 32]. Вследствие высоких значений электронной концентрации и низких концентраций тяжелых частиц, имеющих место в плазме лазерного факела, из всех механизмов уширения давлением наибольший интерес для нас представляет штарковский. Для сравнения рассмотрим роль естественного, доплеровского и штарковского механизмов уширения интересующей нас линии нейтральных атомов калия  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$  в плазме лазерного факела.

Для интенсивных дипольных переходов естественная ширина линии имеет величину около  $10^{-4}$  Å. Доплеровскую ширину  $\Delta\lambda_D$  найдем по известной формуле

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}.$$

Принимая  $T = 10^5$  °К, получим  $\Delta\lambda_D = 0.17$  Å. Нахождение штарковской ширины линии представляет, как известно, значительные трудности. К счастью, в литературе [28] имеются параметры штарковского уширения для резонансных линий первых сорока элементов (а значит, и калия) периодической системы элементов. В интересующем нас интервале значений электронной плотности штарковскую ширину можно выразить формулой [24]

$$\Delta\lambda_S = 2 \cdot 10^{16} \omega N_e. \quad (64)$$

где  $\omega$  — половина ширины линии, обусловленная электронными ударами. Беря из таблиц, приведенных в работе [31], соответствующие значения  $\omega$  ( $\omega = 0.78 \cdot 10^{-2}$  Å), получим, что при имеющей место в лазерной плазме концентрации электронов ( $N_e \approx 10^{18}$  см $^{-3}$ ) штарковское уширение рассматриваемой линии составляет  $\Delta\lambda_S = 1.5$  Å и, следовательно, имеет первостепенное значение. Пользуясь тем, что контур линии, уширенной штарковским механизмом, можно характеризовать постоянной затухания  $\gamma_S$ , и учитывая связь между  $\gamma_S$  и  $\lambda_S$ , выражаемую формулой

$$\gamma_S = \frac{2\pi c \Delta\lambda_S}{\lambda}, \quad (65)$$

получим, что диапазон измеряемых значений концентраций  $N_{K_{\text{макс}}}/N_{K_{\text{мин}}}$  при наличии штарковского уширения, значительно

превышающего естественное, будет меньше в  $\gamma_S/\gamma_H$  раз. Задавая для  $\sigma$  типичное значение ( $\sigma=0.2$ ) и подставляя численные значения величин, входящих в формулу (64), получим, что в случае пренебрежимо малого штарковского уширения  $N_{K \text{ макс}}/N_{K \text{ мин}} \approx 2 \cdot 10^5$ . В нашем случае, как нетрудно видеть,  $\gamma_S/\gamma_H \approx 10^4$  и, следовательно,  $N_{K \text{ макс}}/N_{K \text{ мин}} \approx 20$ .

Таким образом, мы видим, что уширение спектральных линий в плазме накладывает серьезные ограничения на одновременно измеримый диапазон концентраций интересующей нас компоненты. Это требует дополнительного анализа возможности применения метода резонансной голографии к исследованию тяжелых компонент плотной плазмы. Если в объеме плазмы отсутствуют значительные градиенты в распределении средней концентрации  $\bar{N}_k$ , т. е. контраст полос примерно одинаков по всей интерферограмме, то существует способ измерить величину  $\bar{N}_k$ , большую, чем это следует из вышеприведенного рассмотрения. Для этого необходимо ослабить интенсивность опорного пучка так, чтобы получить оптимальное соотношение интенсивностей пучков, участвующих в регистрации голограммы, и, следовательно, улучшить контраст полос, восстанавливаемой интерференционной картины. Того же результата можно добиться, если для восстановления интерферограмм по двухэкспозиционной голограмме использовать описанную ранее схему восстановления, позволяющую выравнять интенсивности интерферирующих пучков.

В заключение отметим, что дальнейшее развитие метода резонансной голографии мы видим в использовании в качестве источников излучения лазеров на красителях и полупроводниках, которые позволяют получать генерацию в различных областях спектра и осуществлять плавную перестройку длины волны. Это позволит выбрать оптимальный режим реализации метода и даст возможность селективно определять концентрацию атомов разного сорта в сложных плазменных системах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Ю. И. Авторское свидетельство № 26 8732, 1961. — Бюлл. изобр., 1970, № 14.
2. Суцинский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. М., «Наука», 1969.
3. Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Шедова Е. Н. Опт. и спектр., 1972, 32, с. 367.
4. Hellwarth R. W. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, 9, p. 490.
5. Lallemand P., Bloembergen N. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, p. 1010.
6. Wang C. S. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 344.
7. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М., «Наука», 1967.
8. Leonard D. A., Kesck J. C. A. R. C. Journal, 1962, 32, p. 142.
9. Белозеров А. Ф., Мустафин К. С., Садынова А. Н., Федосов В. С., Штырков Е. И., Яковлев В. А., Яничкин В. И. Опт. и спектр., 1970, 39, с. 384.

10. Dreiden G. V., Ostrovsky V. I., Shedova E. N., Zaidel A. N. Opt. Comm., 1971, 4, p. 209.
11. Brungdahl O., Lohmann A. W. J. O. S. A., 1968, 58, p. 141.
12. Зубов В. А., Крайский А. В., Прохоров К. А., Сушинский М. М., Шувалов Н. К. Препринт ФИАН СССР, № 17, М., 1968.
13. Bret G., Mayer G. Compt. Rend., 1964, 258(12), p. 3265.
14. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1968.
15. Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н., Лесин В. Ф., Ларкин А. Н., Синайло И. П. ЖЭТФ, 1971, 41, с. 2369.
16. Арифов Т. У., Аскаръян Г. А., Тарасова М. М. ЖЭТФ, 1969, 56, с. 515.
17. Alpher R. A., White D. R. Phys. Fluids, 1959, 2, p. 162.
18. Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островский Ю. И., Шедова Е. Н. ЖТФ, 1973, 43, с. 1537.
19. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. Серия «Итоги науки». М., 1964.
20. Ковригин А. И., Подсотская Н. К., Сухоруков А. П. Тр. 2-го Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, «Наука», 1968, с. 393.
21. Allen C. W. Astrophysical Quantities. London and New York, Athlone Press, 1963.
22. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
23. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л. ЖТФ, 1970, 40, с. 1072.
24. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. М., «Мир», 1967.
25. Ладенбург Р. У. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., ИИЛ, 1957.
26. Получение и исследование высокотемпературной плазмы. Под ред. В. Фабриканта. М., ИИЛ, 1962, с. 25.
27. Measures R. M. Appl. Opt., 1970, 9, p. 737.
28. Abella I. D., Cummins H. J. Appl. Phys., 1961, 32, p. 1177.
29. Никонова Е. И., Павловская Е. Н., Стаселько Д. И. Опт. и спектр., 1967, с. 935.
30. Унзольд А. Физика звездных атмосфер., М., ИИЛ, 1949.
31. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.
32. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М., Изд. физ.-мат. литер., 1963.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 7.535.317.1

Особенности голографической регистрации быстропротекающих процессов при использовании импульсного лазера на рубине. Стаселько Д. И. В кн.: Оптическая голография, Л., Изд-во «Наука», Ленингр. отд., 1975, с. 4—70.

Исследованы особенности голографии с импульсными источниками излучения, связанные с ограниченной пространственно-временной когерентностью источников, перемещением объектов за время съемки, а также поведением фотоматериалов при коротко-временных экспозициях. Описана установка для записи голограмм быстропротекающих процессов с помощью одномодового импульсного лазера на рубине и приведены результаты экспериментов по практическому применению импульсной голографии для получения объемных портретов, а также регистрации пространственных ансамблей частиц. Рис. — 25, табл. — 4, библи. — 89.

УДК 533.9.082.5 : 535.4 535.4.004 : 533.9

Резонансная голография. Дрейден Г. В., Шедова Е. Н. В кн.: Оптическая голография, Л., Изд-во «Наука», Ленингр. отд., 1975, с. 71—114.

Описаны эксперименты по разработке нового интерференционного голографического метода (метода резонансной голографии), отличающегося от обычных интерференционных методов повышенной чувствительностью и селективностью к определению пространственного распределения концентрации тяжелых частиц, находящихся в определенном атомном состоянии в исследуемой неоднородности. В основе метода лежит использование для получения голографических интерферограмм источника, в излучении которого содержится длина волны, близкая к резонансной линии одной из атомных или ионных компонент неоднородности.

Для изучения пространственного распределения концентрации нормальных атомов калия в плазме дугового разряда и лазерного факела использовано вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) излучения рубинового лазера в нитробензоле, длина волны которого (7658 Å) близка к коротковолновой составляющей резонансного дублета калия. В результате чувствительность определения концентрации атомов калия повышена на два порядка по сравнению с чувствительностью, имеющей место при использовании излучения рубинового лазера. Рис. — 25, табл. — 1, библи. — 32.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Д. И. Стаселько. Особенности голографической регистрации быстропротекающих процессов при использовании импульсного лазера на рубине . . . . .	4
Г. В. Дрейден, Е. Н. Шедова. Резонансная голография	71
Рефераты . . . . .	115

## ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

*Утверждено к печати  
Научным советом по проблеме «Голография»*

Редактор издательства *Н. К. Шарова*  
Художник *Я. В. Таубеурцель*  
Технический редактор *В. В. Шиханова*  
Корректор *Г. В. Семерикова*

Сдано в набор 10/1 1975 г. Подписано к печати 26/V 1975. Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бумага № 2. Печ. л. 7<sup>1</sup>/<sub>4</sub>—7,25 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 7,52. Изд. № 5964. Тип. зак.  
№ 1738, М-04190. Тираж 7000. Цена 45 коп.

Ленинградское отделение издательства «Наука»  
199164, Ленинград, В-164, Менделеевская линия, д. 1

45 коп.

1437



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
« НАУКА »  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ  
ОТДЕЛЕНИЕ