

Государственный комитет РСФСР по делам
науки и высшей школы

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С.П.Королева

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ
И ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ ИЗОБРАЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Методические указания
к лабораторным работам по курсу
"Формирование изображений
в оптических системах"

Куйбышев 1991

Составители: М.А.Г о л у б, С.В.К а р н е е в

УДК 681.3

Исследование когерентных световых полей и основных свойств изображающих систем: Метод. указания /Кулюшев.авиаци.ин-т; Сост.М.А.Голуб, С.В.Карнеев. Кулюшев, 1991. 25 с.

Приведено подробное описание цикла из четырех лабораторных работ по курсу "Формирование изображений в оптических системах".

Первая и вторая лабораторные работы опираются на разделы теоретического курса, посвященные математической модели светового поля и распространения света в свободном пространстве; третья и четвертая базируются на сведениях из раздела "Изображающие системы". Даны краткие сведения из теории, описаны лабораторные установки и методика их юстировки. Перечислены основные этапы проведения работ и необходимые измерения.

Предназначены для студентов дневного обучения по специальности 01.02 специализации "Компьютерная оптика" и других, изучающих данный курс.

Подготовлены на кафедре технической кибернетики.

печатаются по решению редакционно-издательского совета Кулюшевского ордена Трудового Красного знамени авиационного института имени академика С.П.Королева

Рецензент В.И.М о р д а с о в

Лабораторная работа № I

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА

Ц е л ь р а б о т ы: ознакомление студентов с сущностью, свойствами временной когерентности лазерных источников света и методами измерения длины когерентности излучения конкретного лазера.

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

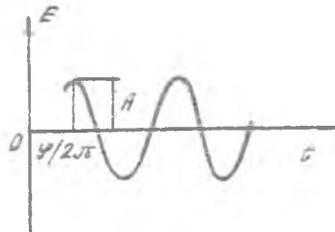
Основное отличие лазерных источников света от нелазерных - к о г е р е н т н о с т ь. Математической моделью света, испускаемого лазером, является монохроматический свет, описываемый функцией гармонического колебания

$$E(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \cos[\varphi(\vec{r}) - 2\pi f t], \quad (1)$$

где $E(\vec{r}, t)$ - напряженность электрического поля;
 $\vec{r} = (x, y, z)$ - системы координат; t - время;
 A, φ - амплитуда и начальная фаза колебания;
 f - частота колебания.

Лучи волн (рис. I) гармонические, смещаются в пространстве - в этом качественная суть волнового уравнения.

$T = 1/f$ - период, $\lambda = cT = c/f$ - длина волны. Амплитуда A связана с энергетическими величинами (интенсивностью $I \sim A^2$). Фаза φ складывается из фазы φ_0 источника света и разности фазы $\Delta\varphi$ при распро-



Р и с . I

странении света в среде. Разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi \Delta\ell_0}{\lambda} = k n \Delta\ell, \quad (2)$$

где $\Delta\ell_0 = n \Delta\ell$ - оптическая разность хода; n - показатель преломления; $\Delta\ell$ - разность ход; $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$ - волновое число.

Вследствие случайности спонтанного испускания света A и φ для нелазерных источников являются случайными. Для лазеров испускание света вынужденное и A, φ являются детерминированными. Однако некоторая случайность из-за флуктуации все же присутствует и в лазерах.

Таким образом, функция (1) является случайной функцией координат \vec{z} и времени t , т.е. случайным полем. Физической характеристикой в этом общем случае является пространственно-временная корреляционная взаимная функция когерентности, характеризующая взаимодействие разных цугов со сдвигом:

$$\Gamma(\vec{z}_1, \vec{z}_2, \tau) = \langle E(\vec{z}_1, t + \tau) E^*(\vec{z}_2, t) \rangle, \quad (3)$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение, $*$ - комплексное сопряжение. В частности, при $\vec{z}_1 = \vec{z}_2 = \vec{z}$ получаем функцию временной когерентности

$$\Gamma(\vec{z}, \tau) = \langle E(\vec{z}, t + \tau) E^*(\vec{z}, t) \rangle, \quad (4)$$

характеризующую взаимодействие цуга с самим собой со сдвигом τ . Например, такое взаимодействие наблюдается в интерферометре Майкельсона (рис.2), где цуг разделяется по энергии полупрозрачным зеркалом СВ на два. Если зеркала симметричны, то на выходе взаимодействует цуг с собой без сдвига. Если Z_2 сдвинута на $\Delta\ell$, то один экземпляр цуга отстает от второго на $\tau = \Delta\ell/c$ и разность фаз между ними вычисляется в соответствии с формулой (2). При $\vec{z}_1 = \vec{z}_2$ функции (3) и (4) переходят в интенсивность $I(\vec{z}) = \langle E(\vec{z}, t) E^*(\vec{z}, t) \rangle$. Интерференция цугов с разностью хода $\Delta\ell$ и одинаковой интенсивностью $I(\vec{z})$ в плоскости интерференции описывается соотношением

$$I_0(\vec{z}) = 2 [I(\vec{z}) + \text{Re} \Gamma(\vec{z}, \tau)],$$

где Re означает взятие вещественной части. При $r \equiv 0$ не будет интерференции. Соответственно, величина

$$g(\vec{z}, \tau) = \left| \frac{\Gamma(\vec{z}, \tau)}{I(\vec{z})} \right| \quad (5)$$

называется степенью временной когерентности. Значению

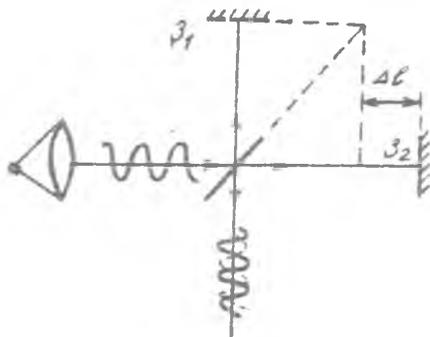
$g(\vec{z}, \tau) = 1$ соответствует наиболее сильное взаимодействие цу-

гов, т.е. функция (3) характеризует способность цугов к интерференции. Максимальное значение разности хода Δl , при котором эта способность сохраняется, называется длиной когерентности $\Delta l_{coh} = c\tau_0$, где $(0, \tau_0)$ - интервал времени, на котором $g(\vec{z}, \tau) \approx 1$. При взаимодействии цугов с разностью хода $\Delta l > \Delta l_{coh}$ интерференции не наблюдается, а интенсивности просто складываются.

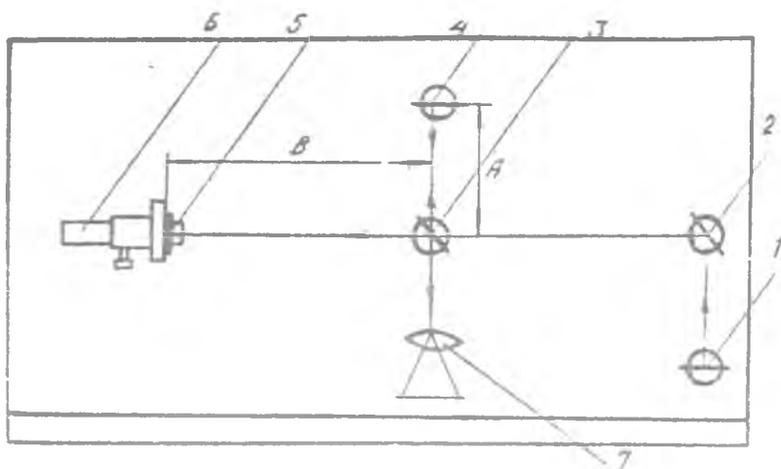
Для монохроматического света, у которого $A(\vec{z})$ и $g(\vec{z})$ в выражении (I) не являются случайными, длина когерентности бесконечна, а спектральная линия описывается δ -функцией. Однако ни один реальный источник не может обладать такими характеристиками, поэтому в качестве обобщения монохроматического света часто используется понятие квазимонохроматического света, являющееся моделью реальных лазерных источников света. Для квазимонохроматического света спектральная линия имеет конечную, но малую ширину Δf вблизи средней частоты f . При этом $g(\vec{z}, \tau) = g_0(\vec{z}, \tau) \exp(-i 2\pi f \tau)$, где функция $g_0 = 1$ при $|\tau| \leq \tau_0 = 1/\Delta f$. Для квазимонохроматического света при $|\tau| \ll 1/\Delta f$ можно применять основные свойства монохроматического света.

ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, изображенная на рис. 3, предназначена для измерения длины когерентности излучения гелий-неонового лазера непрерывного действия.



Р и с . 2



Р и с. 3

Функциональная нагрузка элементов установки выражается в следующем:

- зеркала 1,2 - для изменения направления хода лазерного луча;
- светоделительная пластинка 3 - для разделения лазерного пучка на два пучка примерно одинаковой интенсивности;
- зеркала 4,5 совместно с пластинкой 3 - для сведения вместе отраженных от них лазерных пучков. При этом зеркало 5 закреплено на подвижном держателе с направляющим рельсом 6, что позволяет изменять в пределах 0,5 м разность хода между лучами, отраженными от зеркал 4 и 5;
- линза 7 - для настройки и наблюдения интерференционной картины.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Обратиться к преподавателю с просьбой включить лазер для разогрева.
2. Отрегулировать установку, для чего:
 - а) путем вращения зеркал 1,2 направить луч лазера примерно в центр светоделительной пластинки 3 и прошедши через нее луч в центр зеркала 5;

б) вращая светоделительную пластинку 3, направить отраженный от нее луч примерно в центр зеркала 4;

в) установить зеркало 5 так, чтобы расстояния, обозначенные на рис. 3 А и Б, были примерно одинаковыми;

г) перекрыть непрозрачной диафрагмой луч, отраженный от зеркала 4. Далее вращением зеркал 2 и 5 примерно совместить направления отраженного от зеркала 5 луча с падающим. Для этого следует использовать вспомогательную диафрагму на пути луча с отверстием, равным диаметру луча. Перемещая диафрагму по той же направляющей, что и зеркало 5, вращением зеркала 2 сначала добиться, чтобы падающий луч проходил в отверстие диафрагмы при ее крайних положениях на направляющей 6. Далее вращением зеркала 5 добиться того же эффекта для отраженного луча;

д) перекрыть непрозрачной диафрагмой луч, отраженный от зеркала 5. Вращением зеркала 4 добиться, чтобы отраженный от него луч совместился с падающим. Для этого так же, как и в пункте г), можно использовать диафрагму с отверстием, равным диаметру луча;

е) окончательно свести вместе лучи, отраженные от зеркал 4 и 5. Для этого в фокусе линзы 7 установить экран и небольшими вращениями зеркала 4 совместить сфокусированные пятна, соответствующие лучам, отраженным от зеркал 4 и 5. Далее, отодвинув экран на 5-10 см от фокальной плоскости, наблюдать картину интерференционных полос, которая характеризуется чувствительностью к вибрациям и микроперемещениям зеркал 4, 5 и пластинки 3. Небольшими перемещениями зеркала 4 окончательно установить желаемый период полос интерференционной картины, соответствующий их наибольшей видности;

ж) начать перемещать зеркало 5 по направляющей 6, отметив его исходное положение и одновременно наблюдая за видностью интерференционных полос, которая при этом будет постепенно ухудшаться. Необходимо как можно более точно зафиксировать момент исчезновения интерференционных полос и в этом положении замерить величину смещения зеркала 5 от исходного положения. Эта величина, умноженная на 2, и есть длина когерентности лазера.

Лабораторная работа № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ

Ц е л ь р а б о т ы - практическое знакомство с фундаментальными свойствами гауссовых пучков и техникой фотометрических измерений распределения интенсивности на плоскости.

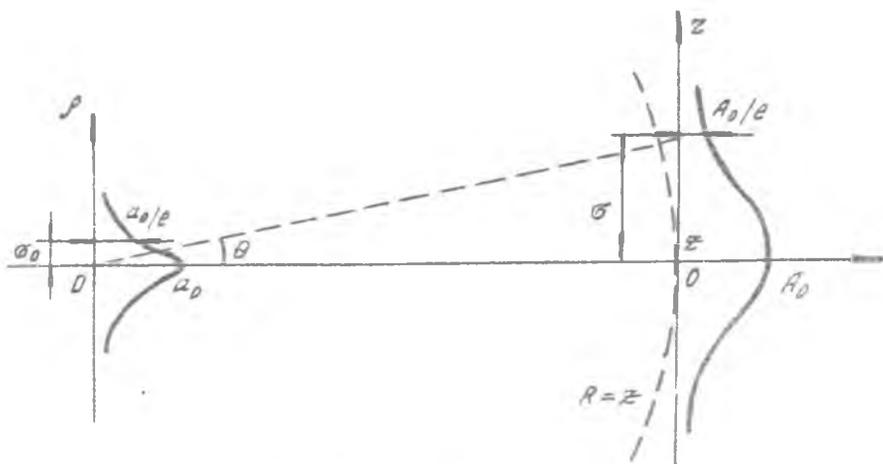
КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Гауссовы пучки - очень важны для практики случаи, встречающийся во многих естественных процессах. Фундаментальный характер гауссовых пучков объясняется двумя основными свойствами - наименьшей расходимостью гауссова пучка и свойством сохранения гауссова распределения амплитуды при распространении в свободном пространстве. Благодаря этим свойствам поперечное распределение амплитуды света в луче лазера имеет гауссов вид. Резонатор лазера, как правило, образован двумя зеркалами, расположенными друг против друга. В процессе последовательных отражений происходит многократная дифракция на апертурах зеркал и большая часть дифрагировавшего света не проходит в следующую апертуру. Таким образом, в результате многократной дифракции формируются пучок, наилучший с точки зрения расходимости. Кроме того, функция Гаусса - единственная, инвариантная к преобразованию Фурье, поэтому распределение амплитуды в дальней зоне дифракции также будет иметь гауссов вид.

Рассмотрим распространение в свободном пространстве пучка с распределением амплитуды

$$E(r) = E_0 e^{-\frac{r^2}{a_0^2}} \quad (1)$$

где E_0 - амплитуда в начале координат; $\rho^2 = x^2 + y^2$ - система координат; a_0 - ширина распределения по уровню a_0/e (рис. I).



Р и с. I

Волновой фронт пучка в плоскости x, y - плоский. Следует отметить, что при распространении гауссова пучка в свободном пространстве такая плоскость - единственная. Ее положение определяет место так называемой перетяжки гауссова пучка. Ширина пучка σ_0 в месте перетяжки минимальна и называется радиусом перетяжки. При распространении пучка в дальней зоне будем наблюдать также волну с гауссовым распределением амплитуды (вследствие инвариантности функции Гаусса к преобразованию Фурье):

$$w(z) = A_0 e^{-z^2/\sigma^2}$$

где A_0 - новая амплитуда в начале координат;
 σ - новый радиус луча.

Основная энергия гауссова пучка сосредоточена в пятне радиуса σ , угловая расходимость исходного пучка

$$\theta = \frac{\sigma}{z} = \frac{\lambda}{\pi \sigma_0} \quad (2)$$

где z - координата вдоль оптической оси.

Новый радиус гауссова пучка

$$\sigma = \theta z = \frac{Rz}{\sqrt{R^2 + z^2}} \quad (3)$$

Таким образом, чем меньше радиус исходного пучка, тем больше его расходимость. В то же время бесконечно удаленный наблюдатель видит исходный пучок как точку. Следовательно, волновой фронт на большом удалении сферический с радиусом кривизны $R - z$.

Можно показать, что и в процессе распространения пучок остается гауссовым. При этом

$$z^2 = z_0^2 + \left(\frac{Rz_0}{\sqrt{R^2 + z_0^2}} \right)^2, \quad R = z + \left(\frac{Rz_0}{\sqrt{R^2 + z_0^2}} \right)^2 z \quad (4)$$

Важным для практики является преобразование гауссова пучка линзой. Идеальная тонкая линза преобразует расходящийся гауссов пучок в сходящийся, оставляя его гауссовым. Действительно, плоская волна фокусируется линзой на расстоянии F , равном ее фокусу. Значит, плоская волна становится после линзы сферической с радиусом кривизны F . Следовательно, линза изменяет кривизну волнового фронта на величину $1/F$, и новый радиус кривизны R связан со старым R_0 соотношением

$$1/R = 1/R_0 - 1/F.$$

При $F < R_0$ после линзы $R < 0$, т.е. кривизна волнового фронта имеет другой знак и мы получаем сходящийся гауссов пучок.

Рассмотрим важный для практики случай, когда линза расположена на большом удалении от перетяжки исходного пучка, радиус кривизны его в этом случае $R_0 = \infty$, т.е. волновой фронт фокусируемого пучка стремится к плоскому. После прохождения линзы радиус кривизны R будет равен F .

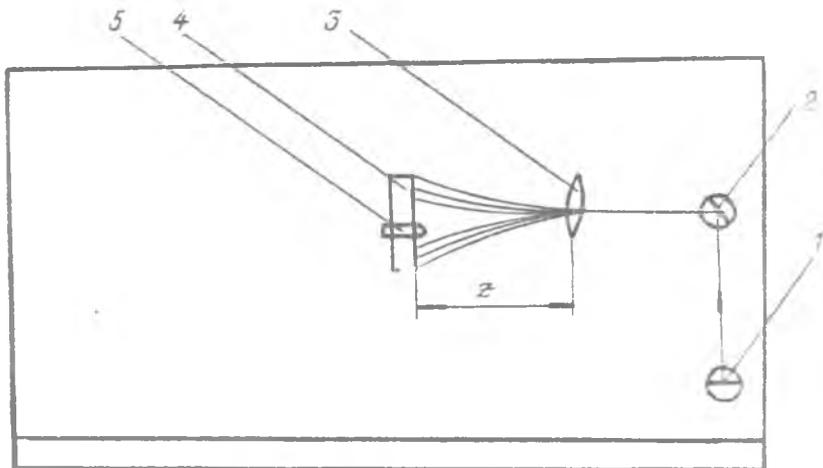
Если представить теперь на рис. 1 линзу справа и предположить, что $F \gg \pi \sigma_0^2 / \lambda$, то (4) фактически переходит в (3) и мы получаем

$$\sigma_0 = \frac{\lambda F}{\pi \sigma} \quad (5)$$

где σ_0 - радиус перетяжки, которая находится в фокусе линзы.

ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка (рис. 2) предназначена для исследования распростра-



Р и с . 2

нения гауссова пучка в свободном пространстве и его преобразования линзой. Функциональная нагрузка элементов выражается в следующем:

зеркала 1,2 служат для направления луча лазера на линзу 3;

линза 3 предназначена для фокусировки гауссова пучка и изменения его расходимости;

фотоприемник 5 на направляющей 4 служит для измерения распределения интенсивности света по сечению гауссова пучка.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Обратиться к преподавателю с просьбой включить лазер для разогрева.

2. Отрегулировать установку:

а) путем вращения зеркал 1,2 направить луч лазера примерно в центр линзы 3;

б) выставить фотоприемник 5 на направляющей 4 в центр по максимуму показаний измерительного прибора.

3. Измерить поперечное распределение интенсивности I гауссова пучка, для чего, передвигая фотоприемник 5 по направляющей 4 с шагом, указанным преподавателем, снять показания измерительного прибора и занести в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

ρ , мм	
I , отн.ед.	

4. По результатам измерений определить радиус луча r в плоскости измерения. Определить отклонения Δr измеренных данных от теоретической зависимости (1) и занести в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

ρ , мм	
Δr , отн.ед.	

По полученным результатам определить среднеквадратичное отклонение

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta r_i^2}$$

5. Повторно выполнив пп. 3, 4 для другого $\lambda = \lambda_0$, убедиться в сохранении гауссова распределения амплитуды при распространении пучка в пространстве.

с. Измерить расхожимость гауссова пучка:

а) измерить расстояние z ;

б) определить расхожимость пучка θ по формуле (2).

7. Определить радиус перетяжки r_0 по формуле (3).

8. По известному радиусу перетяжки r_0 и фокусному расстоянию F линзы 3 определить радиус луча лазера до линзы 3 по формуле (5),

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Таблицы измеренных данных.

2. Результаты расчета параметров гауссовых пучков.

3. выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 3

ИЗМЕРЕНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ИЗОБРАЖАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

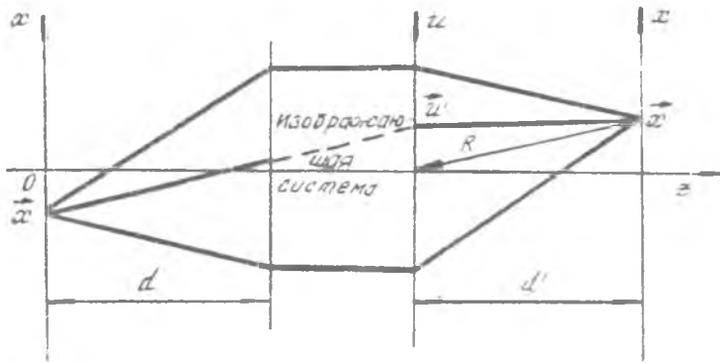
Ц е л ь р а б о т ы: усвоение студентами основных понятий, связанных с абберационным анализом изображающих систем, а также практическое знакомство с методом измерения одного из видов аббераций и возникающими при этом явлениями.

КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЪЕДЕНИЯ

Идеальная изображающая система преобразует расходящийся сферический световой лучок из каждой точки предмета в сферический лучок, сходящийся в соответствующую точку изображения. Оптические длины путей разных лучей при этом одинаковы. Реальные изображающие системы, состоящие из линз и зеркал, не являются идеальными вследствие двух основных причин: геометрических отклонений хода лучей от идеального — геометрические абберации; дифракционных явлений, возникающих на краях апертур линз или зеркал.

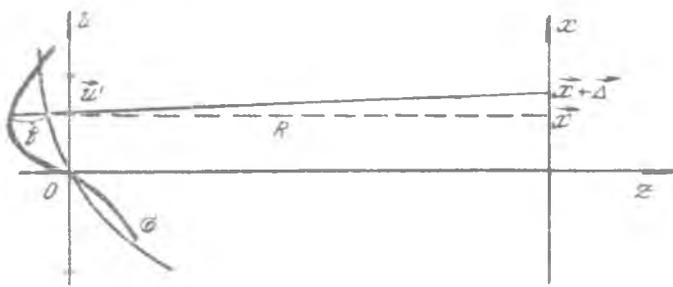
Дифракционные явления носят фундаментальный характер и определяют предельные возможности оптических систем. Часто дифракционные явления пренебрежимо малы по сравнению с геометрическими абберациями, и в таких случаях качество изображающей системы определяется ее геометрическими абберациями.

Формирование изображения в оптической системе можно рассматривать так: гомоцентрический лучок лучей из точки с координатами \bar{x} (рис. I) проходит через входной зрачок оптической системы к выходному зрачку. Если изображающая система идеальна, то лучок, проходящий через выходной зрачок, является гомоцентрическим, сходящимся в точку плоскости изображения с координатами, равными координатам сопряженной точки изображения. При приведении масштаба предмета к масштабу изображения координата сопряженной точки численно равна координате \bar{x} . Волновыми фронтами являются сферы с центром в точке \bar{x}



Р и с . 1

изображения. Та из них, которая проходит через центр выходного зрачка, называется опорной сферой Гаусса и имеет радиус R . Таким образом, для идеальной изображающей системы любой луч, вышедший из точки \vec{x} , прошедший соответственно через любую точку \vec{z}' выходного зрачка, приходит в точку с координатами \vec{x}' в плоскости изображения. В реальных оптических системах волновые фронты, выходящие из выходного зрачка, не являются сферическими, а луч, выходящий из точки \vec{x} предмета и проходящий через точку \vec{z}' , приходит уже в точку $\vec{x}' = \vec{x}' + \Delta(\vec{z}', \vec{x})$ вместо точки \vec{x}' (рис. 2)



Р и с . 2

Это явление и есть абберация. Для вычисления аббераций вводятся два понятия - волновая (или продольная) и геометрическая (или поперечная) абберации.

Вектор $\vec{\Delta}$, характеризующий поперечную абберацию в точке \vec{x} , выходит из точки \vec{x}' и оканчивается в \vec{x} . Для введения волновой абберации $\delta(\vec{u}', \vec{x})$ наряду с опорной сферой Гаусса рассматривают реальный волновой фронт \mathcal{B} , проходящий также через центр выходящего лучка (см. рис. 2). Оптическая длина пути $\mathcal{B}(\vec{u}', \vec{x})$ от волнового фронта \mathcal{B} до опорной сферы Гаусса называется волновой абберацией. Она отсчитывается вдоль луча, нормального к волновому фронту.

Вектор поперечной абберации $\vec{\Delta}(\vec{u}', \vec{x})$ пропорционален двумерному градиенту от функции волновой абберации $\delta(\vec{u}', \vec{x})$, и, соответственно, волновая абберация может быть найдена из геометрической для центрированной оптической системы интегрированием по формуле

$$\delta(\vec{x}) = \int_0^{\rho} \frac{1 - \sqrt{1 - \rho'^2}}{\rho} d(\rho), \quad \vec{x}' = |\vec{u}'|. \quad (1)$$

Для центрированных оптических систем $\delta(\vec{u}', \vec{x})$ не должна меняться при синхронном повороте векторов \vec{u}' и \vec{x} , то есть должна зависеть только от разности углов или от $\vec{u}' \cdot \vec{x}$. При разложении в ряд $\delta(\vec{u}', \vec{x})$ будут присутствовать лишь четные степени. Обычно рассматривают так называемые абберации Зайделя:

$$\delta(\vec{u}', \vec{x}) = -\frac{1}{4} A \vec{x}^4 - \frac{1}{4} B \vec{u}'^4 - C (\vec{x} \cdot \vec{u}')^2 - \frac{1}{2} D \vec{x}^2 \vec{u}'^2 + \\ + E \vec{x}^2 (\vec{u}' \cdot \vec{x}) + F \vec{u}'^2 (\vec{u}' \cdot \vec{x}).$$

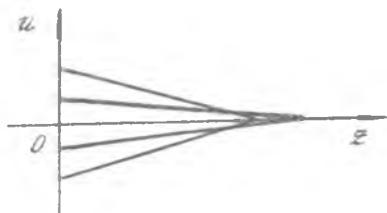
При этом геометрические абберации

$$\vec{\Delta}(\vec{u}', \vec{x}) = R \nabla_{\perp} \delta(\vec{u}', \vec{x}), \\ \nabla_{\perp} \delta(\vec{u}', \vec{x}) = -\delta \vec{u}'^2 \vec{u}' - 2C (\vec{x} \cdot \vec{u}') \vec{x} - D \vec{x}^2 \vec{u}' + \\ + E \vec{x}^2 \vec{x} + F [2 \vec{u}' (\vec{u}' \cdot \vec{x}) + \vec{u}'^2 \vec{x}]. \quad (2)$$

Как видно, $\Delta(\vec{u}, \vec{x})$ имеет третий порядок, откуда следует другое название этих aberrаций - aberrации третьего порядка.

Коэффициенты B, C, D, E и F соответствуют различным типам aberrаций, дающим различные искажения изображения:

1. $B \neq 0$ - сферическая aberrация. При наличии сферической aberrации для лучей, проходящих на разных расстояниях от оптической оси, фокусные расстояния различны (рис.3).



Р и с . 3

2. $C \neq 0$ - астигматизм:

$$\begin{aligned} \delta(\vec{u}, \vec{x}) &= -C(\vec{x} \cdot \vec{u})^2 = \\ &= -C(u^2 x^2 - 2uxy). \end{aligned}$$

При наличии астигматизма у оптической системы различные фокусные расстояния по разным направлениям.

3. $D \neq 0$ - кривизна поля.

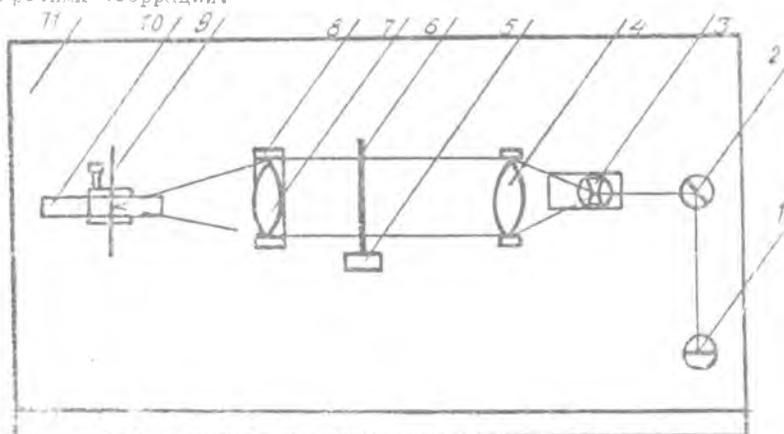
4. $E \neq 0$ - дисторсия.

5. $F \neq 0$ - кома (изображение точки содержит "хвост").

Предметом более подробного исследования в настоящей лабораторной работе является сферическая aberrация одиночной линзы, которая является простейшей изображающей системой.

ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, изображенная на рис.4, предназначена для измерения поперечных aberrаций.



Р и с . 4

Функциональная нагрузка конкретно каждого элемента установки выражается в следующем:

зеркала 1,2 (см.рис.4) предназначены для изменения направления хода лазерного луча;

рассеивающая линза на подвижной платформе 3 и собирающая линза 4 в совокупности образуют коллиimator, служащий для создания параллельного светового пучка. Регулировка параллельности пучка осуществляется за счет передвижения платформы с линзой;

на держателе 5 закреплена зональная диафрагма 6, которая представляет собой набор, образованный малыми отверстиями окружностей разного радиуса с общим центром;

на держателе 8 крепится испытываемая линза 7;

измерение аберраций осуществляется с помощью подвижного экрана 9, который представляет собой заранее размеченную измерительную сетку. Фокусировка для различных зон возможна благодаря передвижению этого экрана по направляющему рельсу 10;

установка смонтирована на несущей раме II.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Обратиться к преподавателю с просьбой включить лазер для разогрева.

2. Отрегулировать установку:

а) путем вращения зеркал 1,2 получить на экране 9 равномерное круглое световое пятно;

б) перемещая платформу с рассеивающей линзой 3, добиться параллельности пучка за линзой 4;

в) совместить точку пересечения оси измерительной сетки экрана с центром пятна;

г) закрепить испытываемую линзу на держателе.

3. Измерить фокусное расстояние и поперечную аберрацию линзы:

а) сфокусировать путем передвижения экрана 9 по направляющему рельсу 10 наименьшую зону в точку;

б) измерить расстояние от этой точки до плоскости линзы.

Это есть фокусное расстояние линзы f ;

в) измерить и занести в таблицу расстояния от центральной точки на экране до окружностей, соответствующих остальным зонам r . Это есть поперечная аберрация линзы.

Δ , мм	
$2z_R$, мм	

Здесь Δ - поперечная aberrация; z_R - радиусы зон.

4. Вычислить волновую aberrацию через поперечную по формуле (I), причем переменной z соответствуют значения z_R , $R = f$.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Результаты экспериментального измерения поперечной aberrации.
2. Результаты аналитического расчета aberrаций.
3. выводы по сравнению расчетных и экспериментальных данных.

Лабораторная работа № 4

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗРЕШЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Ц е л ь р а б о т ы: практическое исследование свойств оптической системы, определяющих качество изображения, а также методов измерения важных ее характеристик.

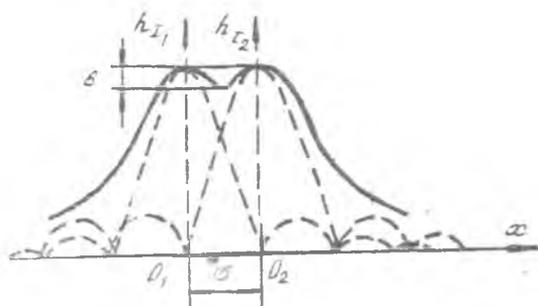
КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Разрешающая способность - свойство оптической системы передавать мелкие детали изображения, т.е. отдельно воспроизводить близко расположенные точки. Легко видеть, что разрешающая способность оптической системы зависит от минимального размера изображения точки, создаваемого системой. Пусть на вход оптической системы подан предмет, состоящий из одной точки

$$u(\vec{x}) = \delta(\vec{x} - \vec{x}_0).$$

Тогда на выходе получится некоторое световое поле вокруг сопряженной точки в плоскости изображения. Координаты этой точки равны \vec{x} . Комплексная амплитуда изображения $u'(\vec{x}) = h(\vec{x}' - \vec{x}_0, \vec{x})$, т.е. изображение точки рассеивается в пятно вокруг \vec{x} с интенсивностью $|h(\vec{x} - \vec{x}_0, \vec{x})|^2$, называемой функцией рассеяния точки (РТ). Оптическая система называется изопланатической (пространственно-инвариантной), если вид функции h не зависит от положения точки \vec{x}_0 , т.е. $h(\vec{x}' - \vec{x}_0, \vec{x}) = h(\vec{x}' - \vec{x})$. Функция $h(\vec{x}')$ характеризует импульсный отклик на точечный предмет в точке $\vec{x} = 0$.

Разрешение определяется шириной функции $h_I(\vec{x}') = |h(\vec{x}')|^2$. Рассмотрим, как определяется разрешение по Рэлею (рис. I). Величина разрешения σ определяется как расстояние между двумя точками. Пунктиром на рис. I изображены h_I для двух точек, а сплошной линией - суммарная интенсивность. Расстояние σ определяется, когда



Р а з в. 1

центральный максимум ФРТ одной точки совпадает с первым минимумом ФРТ другой точки. Провал в суммарной интенсивности при этом $\varepsilon = 0.225$ от максимума интенсивности.

На практике расстояние до первого минимума можно измерить, наблюдая изображение точки через микроскоп с измеритель-

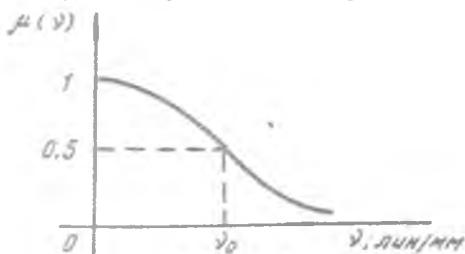
ной сеткой. Измерение ФРТ можно осуществить путем сканирования изображения точки фотоприемником с малым размером фоточувствительного элемента. Однако для хороших высокоразрешающих оптических систем, у которых $\sigma \sim 1 \dots 5$ мкм, такое измерение становится затруднительным в силу малой чувствительности или отсутствия фотоприемников с субмикронным размером фоточувствительного элемента. На практике более простым является другой метод получения информации о ФРТ, так называемый пограничный тест. Функция, описывающая спад интенсивности в изображении края полуплоскости, называется пограничной кривой. Количественная связь пограничной кривой с ФРТ дается соотношениями

$$h_{\text{ФРТ}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_I(x', y') dx' dy'$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} h_I(x, y') dy' = \frac{\partial h_{\text{ФРТ}}(x)}{\partial x}$$

Пограничная кривая может быть получена сканированием изображения края полуплоскости точечным фотоприемником. Однако по указанным выше причинам эта процедура на практике не применяется. Но, как легко видеть, ее можно заменить сканированием изображения точки краем полуплоскости, т.е. измеряя изменение общего светового потока при передвижении непрозрачного ножа в плоскости изображения оптической системы. Этот тест легко осуществим на практике, так как существуют механические подвижки обеспечивающие точность позиционирования

Измерение ФРТ, однако, не дает полной информации о разрешающей способности, поскольку реальные оптические системы не являются изопланатическими. Более приближенным к реальным условиям является визуальное определение разрешающей способности по штриховым или радиальным мирам. Штриховая мира - это набор изображений решеток с известным шагом штрихов на миллиметр. Разглядывая изображения мир под микроскопом, определяют максимальное число штрихов на миллиметр, которое разрешает данная оптическая система. Как правило, разрешающая способность системы различна на краях и в центре поля изображения. На краях она всегда меньше. Метод с использованием мир достаточно прост, однако основной его недостаток - зависимость результатов измерений от освещенности и физиологических данных оператора. Наиболее универсальной характеристикой оптической системы является ее передаточная функция $(ПФ) H_I(\vec{\nu}) = \mathcal{F}[h_I(\vec{x})]$ (некогерентная). Нормированная ПФ $D(\vec{\nu}) = H_I(\vec{\nu})/H_I(0)$ называется оптической передаточной функцией (ОПФ). ОПФ описывает преобразование оптической системой синусоидальной мира, причем $\mu(\vec{\nu}) = |D(\vec{\nu})|$ описывает передачу контраста мира и называется частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ) или функцией передачи модуляции (ФМ), а $\varphi(\vec{\nu}) = \arg D(\vec{\nu})$ описывает передачу фазы и называется фазовой передаточной функцией (ФФ) или частотно-фазовой характеристикой (ЧФХ). При этом контраст в изображении определяется как $k = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$, где I_{max} , I_{min} - соответственно максимальное и минимальное значения интенсивности в изображении. ОПФ является наиболее наглядной и универсальной характеристикой оптической системы, определяющей прохождение через нее различных пространственных частот. После введения понятия ОПФ ясно, что нельзя говорить о разрешающей способности вообще, а только на каком-то уровне контрастности. Эти данные можно получить, имея график ЧКХ (рис.2). Задавшись каким-то определенным значением потери контраста, скажем 0,5, по графику находят соответствующее ему значение разрешающей способности ν_0 .

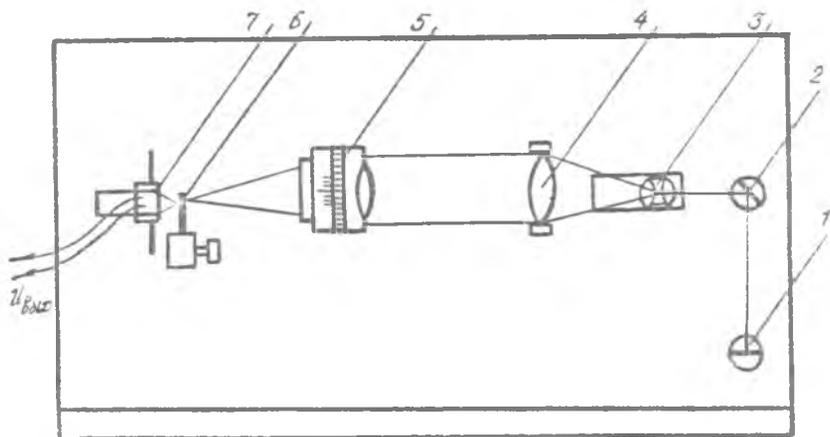


Р и с . 2

ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка (рис.3) предназначена для измерения таких характеристик объективов, как разрешающая способность (визуально), пограничная кривая, функция рассеяния точки (ФРТ).

Зеркала 1,2 служат для направления лазерного луча в коллиматор, образованный рассеивающей и собирающей линзами 3 и 4.



Р и с . 3

Параллельный пучок света, выходящий из коллиматора, падает на испытуемый объектив 5, в задней фокальной плоскости которого установлен ном Фуко на специальном штативе 6. Штатив позволяет перемещать ном Фуко поперек оптической оси объектива 5 с помощью винтов грубого и точного перемещения, причем винт точного перемещения обеспечивает снятие отсчета с шагом 1 ± 2 мкм.

Далее установлен подвижный экран 7, на котором могут быть размещены измерительный микроскоп с сеткой для определения разрешающей способности объектива и фотозлемент для измерения светового потока за номом Фуко.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Обратиться к преподавателю с просьбой включить лазер.
2. Получить у преподавателя объективы для измерения их характеристик.
3. Отрегулировать коллиматор с помощью зеркал 1,2 и перемещением линзы 3 так, чтобы параллельный световой пучок, выходящий из коллиматора, освещал входную апертуру объектива 5.
4. Установить нож Фуко в фокальную плоскость объектива. Перемещать фокальную плоскость следует с помощью имеющейся в объективе наводки на резкость (кольцо с риской, напротив которой указаны расстояния). Когда нож находится в фокальной плоскости объектива, изменение яркости освещенного кружка на экране 7 наступает при наименьших перемещениях ножа одновременно по всему полю. В случае смещения плоскости ножа из фокальной плоскости тень от ножа появляется с противоположной от ножа стороны освещенного кружка, если нож находится между объективом и фокальной плоскостью; и с той же стороны, если нож находится за фокальной плоскостью объектива.
5. Установить фотозащитный экран 7 таким образом, чтобы весь освещенный кружок попадал на фоточувствительную площадку фотозащитного элемента. Подключить фотозащитный элемент к измерительному прибору.
6. занести в таблицу показания измерительного прибора при различных положениях ножа на участке, где происходит изменение светового потока за ножом.

X , мм	
I , отн.ед.	

Здесь X - положение ножа; I - нормированные на максимум показания измерительного прибора.

7. Повторить измерения п. 6 для другого объектива.
8. Установить на максимально возможном расстоянии от объектива испытательную таблицу с изображениями мира.
9. Исследовать с помощью микроскопа изображения мира, построенные объективом при некогерентном освещении таблицы. Оценить разрешающую способность объектива по минимальному расстоянию между штрихами мира.
10. Повторить п. 9 для другого объектива.

Установить связь между видом пограничной кривой и разрешающей способностью объектива.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Таблицы измерения пограничной кривой для двух объективов.
2. Графики пограничных кривых.
3. Результаты измерения разрешающей способности объектива.
4. Выводы по результатам исследований.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ И ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ ИЗОБРАЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Составители: Г о л у б Михаил Аронович,
К а р п е е в Сергей Владимирович

Редактор Н.Д.Ч а й н и к о в а
Техн.редактор Н.М.К а л е н ю к
Корректор Е.Г.Ф и л и п о в а

Подписано в печать 25.02.91. формат 60x84¹/16.
Бумага оберточная. Печать офсетная. Усл.п.л. 1,4.
Усл.кр.-отт. 1,4. Уч.-изд.л. 1,3. Тираж 100 экз.
Заказ № 80. Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С.П.Королева.
443086 Куйбышев, Московское шоссе, 34.

Уч.з-ток оперативной полиграфии Куйбышевского
авиационного института. 443091 Куйбышев,
Ульяновская, 18.