

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ  
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧ и КР)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ  
ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА**

Методические указания к лабораторной работе для студентов специальности 210401 - Физика и техника оптической связи по дисциплине «Оптоэлектронные и квантовые приборы и устройства»

2011

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ  
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧ и КР)

УТВЕРЖДАЮ

Зав. кафедрой СВЧ и КР

\_\_\_\_\_ С.Н. Шарангович

“ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2011г .

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ  
ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА**

Методические указания к лабораторной работе для студентов специальности 210401 - Физика и техника оптической связи по дисциплине «Оптоэлектронные и квантовые приборы и устройства»

РАЗРАБОТЧИК

доц. каф. СВЧ и КР

\_\_\_\_\_ Г.Г. Куш

2011

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение .....	4
2. Теоретические предпосылки .....	4
2.1. Устройство и принцип действия .....	4
2.2. Типы колебаний, расходимость, поляризация излучения .....	8
2.3. Когерентность излучения .....	11
3. Описание экспериментальной установки .....	17
3.1. Основные элементы, входящие в состав установки .....	17
3.2. Порядок включения установки .....	19
4. Содержание работы .....	20
5. Лабораторное задание и порядок выполнения .....	20
6. Определение поляризации излучения лазера .....	26
7. Экспериментальная установка для определения пространственной когерентности гелий-неонового лазера .....	26
8. Порядок выполнения работы по исследованию пространственной когерентности .....	29
9. Содержание отчета .....	31
10. Контрольные вопросы .....	31
11. Рекомендуемая литература .....	33

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ознакомление с конструкцией газового оптического квантового генератора (лазера). Исследование основных параметров гелий-неонового лазера (угловой расходимости, измерение длины волны излучения лазера, поляризационной характеристики, зависимости излучаемой мощности от мощности накачки, исследование пространственной когерентности лазера в одномодовом режиме)

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

### 2.1. Устройство и принцип действия лазера

Гелий-неоновый лазер является одним из первых построенных квантовых приборов оптического диапазона. Устройство гелий-неонового лазера поясняется рисунком 2.1.

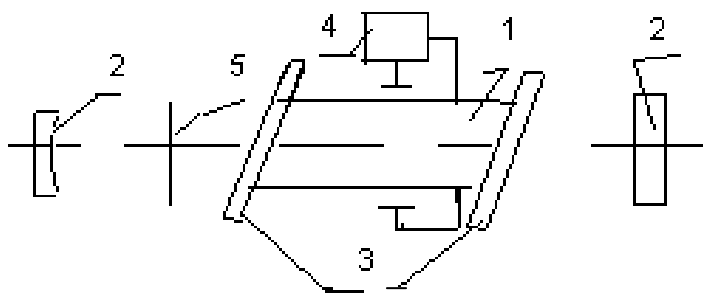
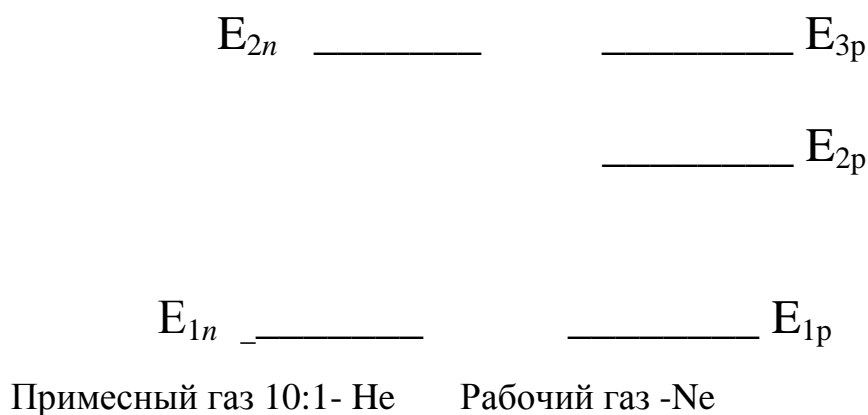


Рисунок 2.1. Устройство гелий-неонового лазера

Основным элементом генератора является газоразрядная трубка 1, заполненная смесью *He* и *Ne*. Ее торцы 3 скошены под углом Брюстера, так что отражение от них излучения с вертикальной поляризацией сведено к нулю. Трубка помещается в оптический резонатор Фабри-Перо, образованный зеркалами 2. Для того чтобы иметь возможность уменьшать диаметр генерируемого пучка, в резонатор (иногда) вводится регулируемая диафрагма 5. Питание трубки и поддержание в ней разряда осуществляется генератором накачки, представляющим источник постоянного напряжения до 3 кВ.

Для получения состояния с инверсией населенностей в лазере используется метод неупругих соударений в двухкомпонентной газовой среде. Суть этого метода заключается в следующем. Пусть в разрядной трубке имеется смесь двух газов: примесного и рабочего, причем парциальное давление примесного газа в 5-10 раз больше, чем у рабочего. Примесный газ имеет два энергетических уровня, а рабочий-три (рис.2.2). Необходимым условием получения инверсии населенностей является равенство

$$E_{3p} - E_{1p} = E_{2n} - E_{1n} \quad (2.1)$$



**Рисунок 2.2** Энергетические уровни смеси двух газов.

Согласно закону Больцмана, в состоянии теплового равновесия для энергетических уровней, разделенных частотами оптического диапазона, все атомы рабочего и примесного газов находятся на первых энергетических уровнях. Когда в трубке возбуждается разряд, часть атомов обоих газов переводится в возбужденные состояния (на верхние энергетические уровни). Уровень  $E_{2n}$  примесного газа является метастабильным (обладает большим временем жизни) и поэтому на нем происходит постепенное накопление возбужденных атомов. Эти последние, сталкиваясь с невозбужденными атомами рабочего газа, передают им свою энергию, совершая одновременно переход на основной уровень  $E_m$ . Невозбужденный атом рабочего газа, получив при столкновении энергию  $\nabla E = E^{J^m} - E^{I^m}$ , согласно условию (2.1), перейдет на третий уровень.

Таким образом, происходит резонансное заселение уровня  $E_{3p}$ , уровень  $E_{2p}$  остается практически пустым и на переходе  $E_{3p} \rightarrow E_{2p}$  возникает инверсия заселенностей. Для того, чтобы процесс резонансного заселения был эффективней, число атомов примесного газа в смеси делают больше, чем у рабочего.

Упрощенная энергетическая диаграмма атомов He и Ne приведена на рисунке 2.3. Атомы гелия являются примесными и имеют диаграмму уровней, изображенную на рисунке 2.3 слева.



**Рисунок 2.3.** Энергетическая диаграмма атомов He и Ne.

На этой диаграмме энергии метастабильных  $E_2$  и  $E_3$  уровней не точно совпадают с энергиями уровней  $E_4$  и  $E_5$  Ne. Поэтому при столкновении возбужденных атомов Ne с невозбужденными атомами Ne одновременно происходит резонансное заселение уровней  $E_4$  и  $E_5$ .

В силу этого, при правильно подобранных давлениях Ne и Ne в смеси, можно получить инверсию населенностей либо на переходе  $E_5 - E_3$ , (красный свет  $\lambda = 0,63$  мкм), либо на переходе  $E_4 - E_3$  (инфракрасное излучение  $\lambda = 1,15$  мкм), либо сразу на обоих переходах.

Чтобы цикл энергетических переходов был закончен, необходимо перевести атомы с уровней  $E_3$  и  $E_2$  Ne на основной уровень. Опустошение уровня  $E_3$  с малым временем жизни происходит за счет соударения атомов Ne со стенками газоразрядной трубки. Эти соударения по-разному влияют на населенности различных уровней. Они практически не изменяют населенностей уровней  $E_4$ ,  $E_5$  и, непосредственно  $E_3$ , так что время жизни атома на этих уровнях недостаточно велико, чтобы атомы, находящиеся в этих состояниях могли достичь стенок трубки. Эти уровни разрушаются гораздо раньше. В то же время атомы на уровне  $E_2$  обладают большим временем жизни и достигают стенок. Соударения со стенками переводят частицы с уровня  $E_2$  на  $E_1$ , и уровень  $E_2$  разгружается. В результате этого атомы Ne переходят с уровня  $E_3$  на уровень  $E_2$  значительно быстрее. Для того, чтобы соударения атомов со стенками эффективно опустошали уровень  $E_3$ , необходимо подобрать оптимальный диаметр трубки.

При наличии в Ne состояния с инверсией населенностей и создания с помощью зеркал резонатора положительной обратной связи, генератор самовозбуждается и излучает на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм или 1,15 мкм в зависимости от того, на какой из них оптимален коэффициент отражения зеркал.

Процесс самовозбуждения лазера можно упрощенно описать следующим образом: шумовое спонтанное излучение частиц при переходе с  $E_5$  на  $E_4$ , по мере распространения вдоль газоразрядной трубки, стимулирует индуцированные переходы между этими уровнями. Таким образом, проходя через трубку, световое поле усиливается, причем доля индуцированного излучения в нем возрастает. Зеркала, играющие роль резонатора, позволяют за счет многократных отражений светового поля увеличить время взаимодействия излучения и активных частиц. Если возникающее в результате таких многократных проходов индуцированное излучение способно компенсировать все потери резонатора, то выполняется одно из основных условий самовозбуждения – баланс амплитуд. Второе условие – баланс фаз – выполняется автоматически для всех резонансных частот резонатора.

## 2.2. Типы колебаний, расходимость, поляризация излучения.

Поглощение и усиление поля в квантовом генераторе возможно не на одной частоте, а в некоторой полосе частот, которая для перехода  $E_5 \rightarrow E_3$  составляет около 1000 МГц. Контур линии поглощения (усиления) имеет вид гауссовой кривой (рис. 2.4). На этом же рисунке на оси частот нанесены резонансные частоты резонатора  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  и т.д. Самовозбуждение наступает на тех резонансных участках, на которых коэффициент усиления среды оказывается достаточным для выполнения баланса амплитуд.

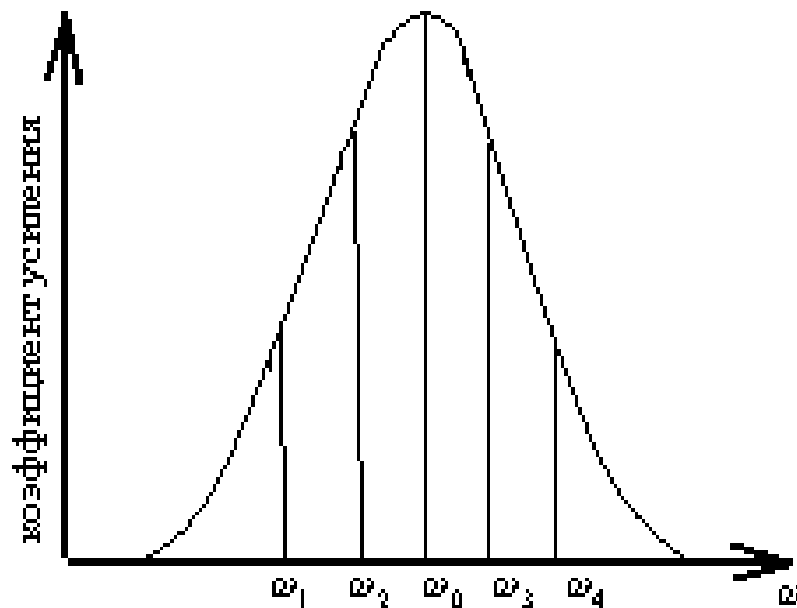


Рисунок 2.4. Зависимость коэффициента усиления от частоты

На каждой из частот  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  поле (мода) характеризуется своим пространственным распределением. Различают два вида колебаний: аксиальные или продольные типы колебания, неаксиальные или поперечные. Поле первых из них не зависит от поперечных координат. Поле вторых имеет хотя бы вдоль одной из поперечных координат два или большее число максимумов. Как и в “обычных” закрытых резонаторах тип колебаний задается тремя индексами  $m, n, q$ . Индекс  $q$  указывает число полуволн, укладываемых вдоль оси резонатора от зеркала до зеркала. Индексы  $m, n$  указывают число вариантов поля укладываемых вдоль поперечных координат. В случае прямоугольных зеркал, и при малых потерях в резонаторе, распределение поля моды с индексами  $m, n, q$  может быть описано формулой

$$\psi_{mnq} = \psi_0 \sin \frac{q\pi}{L} z \cdot \sin \frac{(m+1)\pi}{2a} x \cdot \sin \frac{(n+1)\pi}{2b} y, \quad (2.2)$$

где  $L$ -расстояние между зеркалами;  $2a$  и  $2b$ -размеры светового пучка в поперечном сечении, начало координат находится в центре зеркала и функция  $\cos$  берется для  $m, n$  – четного; а  $\sin$  – для  $m, n$  – нечетного. Схематически структура поля в поперечной плоскости для простейших типов колебаний изображена на рисунке 2.5.

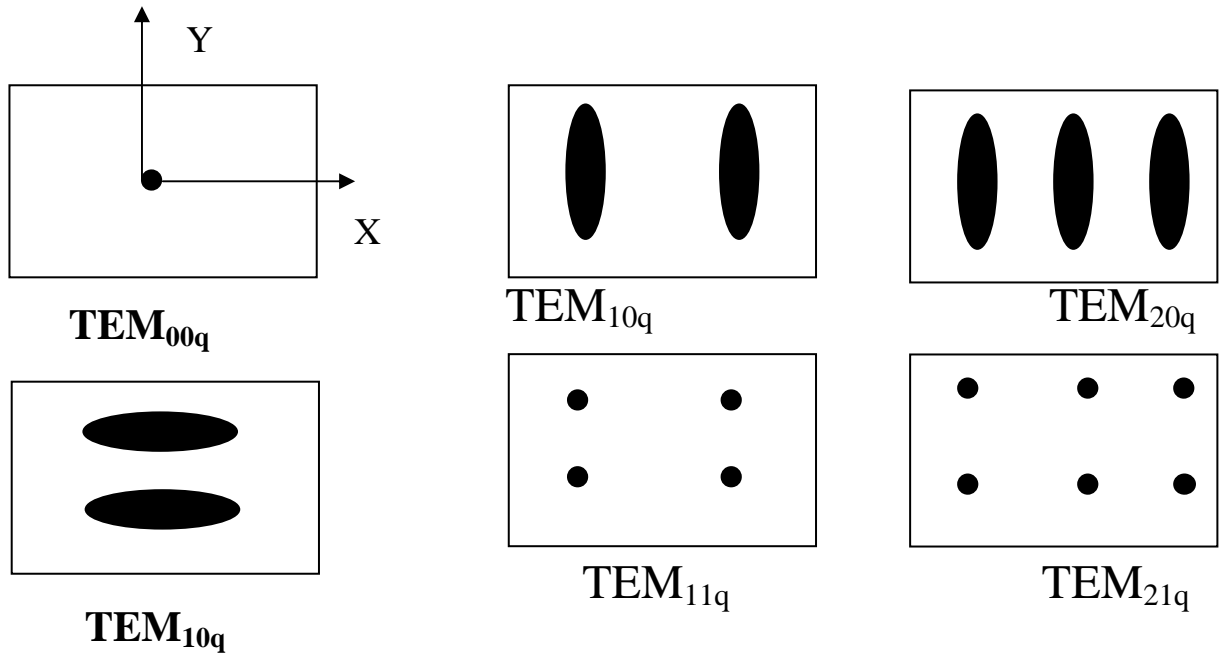


Рисунок 2.5.

Моды  $TEM_{00q}$ , как следует из рисунка 2.5, являются аксиальными модами, все остальные- поперечные.

Распределение мод по частоте имеет следующий характер. Аксиальные моды приблизительно равноотстоят друг от друга. Расстояние между соседними аксиальными модами равно

$$\Delta f = \frac{c}{2L}, \quad (2.3)$$

Поперечные моды расположены вблизи аксиальных типов. Расстояние между ними измеряется сотнями кГц и не превышает нескольких МГц. Таким образом, ширина спектра газового лазера  $\Delta f$ , в основном, определяется числом генерируемых продольных мод  $n$ , если число таких мод равно  $n$ , то

$$\Delta f = n f_0, \quad (2.4)$$

Важным параметром газового ОКГ является угловая расходимость его луча. Высокая степень пространственной когерентности излучения лазера определяет его малую расходимость. Излучение лазера представляет собой почти параллельный пучок с очень небольшой расходимостью, характеризуемой пло-



ским углом расхождения  $\theta$ . Минимально достижимый угол расхождения пучка лазера ограничивается явлениями дифракции и вычисляется по формуле

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (2.5)$$

где  $D$ - диаметр апертуры излучателя.

Газовые лазеры имеют наименьший угол расхождения пучка излучения по сравнению с твердотельными и полупроводниковыми лазерами. Величина  $\theta$ , которых составляет порядка нескольких угловых минут.

### 2.3. Когерентность излучения

Одним из самых замечательных свойств лазеров является высокая когерентность их излучения. Когерентностью называют согласованное протекание во времени нескольких волновых процессов или свойство, отражающее стабильность фазы (или разности фаз) одной или нескольких электромагнитных волн. Если две электромагнитные волны, имеющие между собой определенную фазовую связь, направить на экран, то в его плоскости будем наблюдать интерференционную картину. Контрастность этой картины будет определяться монохроматичностью и размерами источника излучения. Чем шире частотный спектр источника, тем больше флуктуации амплитуды и фазы сигнала и, следовательно, тем хуже контрастность. Это свойство называется временной когерентностью и характеризуется временем когерентности  $\tau$ , в течение которого фаза электромагнитных колебаний не испытывает случайных скачков. Если  $\Delta f$  есть ширина спектра поля, то величина  $\tau \approx 1/\Delta f$ . Вторая причина, ухудшающая контрастность интерференционной картины, состоит в следующем: амплитуда и фаза световых волн меняются не только в направлении распространения световых волн, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Для реальных источников эти изменения носят случайный характер. Случайные изменения разности фаз полей в двух точках на плоскости тем больше, чем дальше друг от друга отстоят эти две точки. Дополнительный, случайный во времени фазовый сдвиг приведет к полному размыванию интерференционной картины, если его величина сравнима с  $\pi$ . Итак, контрастность интерференционной картины зависит от стабильности распределения фазы излучения в плоскости поперечного сечения светового пучка. Такое свойство излучения, в отличие от временной когерентности, называется пространственной когерентностью. Количественно пространственная когерентность характеризуется радиусом когерентности -  $r_k$ . За величину  $r_k$  принимают расстояние между точками в плоскости поперечного сечения светового пучка, фазы колебания поля в которых еще можно полагать коррелированными. Величина  $r_k$  связана с расходимостью пучка  $\theta$ . Чем меньше  $r_k$  тем больше  $\theta$ .

Явление пространственной когерентности излучения демонстрируется с помощью классического опыта с интерферометром Юнга (рис.2.6). Пучок света падает на непрозрачный экран с двумя отверстиями  $T_1$  и  $T_2$ . Свет, прошедший через отверстия складывается на экране  $\Xi$ .

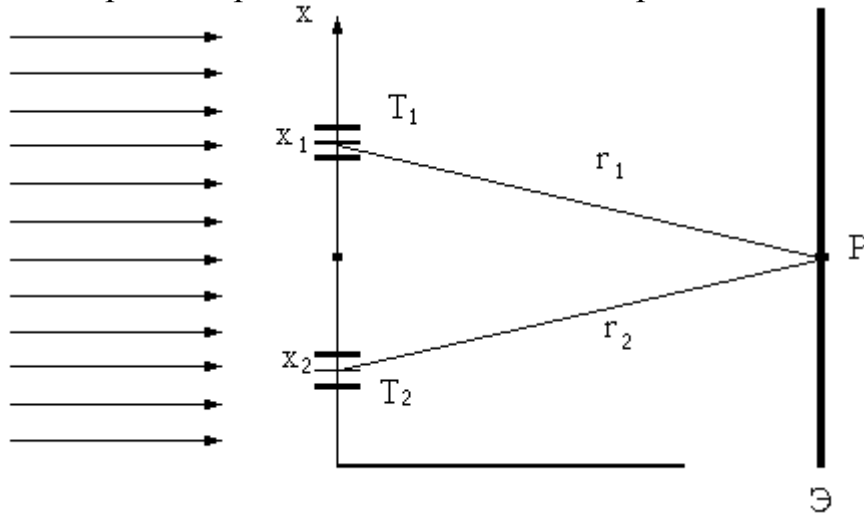


Рисунок 2.6. Интерферометр – Юнга

Рассмотрим распределение света на этом экране. Если поле на отверстиях можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_1(x_1, t) &= E_1(x_1, t) e^{i[\omega t + \varphi_1(x_1, t)]} \\ E_2(x_2, t) &= E_2(x_2, t) e^{i[\omega t + \varphi_2(x_2, t)]} \end{aligned} \quad , \quad (2.6)$$

то средняя за время  $t$  интенсивность света в точке  $P$  экрана будет пропорциональна

$$\begin{aligned} I(x_1, x_2, r_1 - r_2) &\approx \left| E_1[x_1, (t - r_1/c)] + E_2[x_2, (t - r_2/c)] \right|^2 = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \frac{1}{T} \int_0^T E_1(x_1, t) E_2^*[x_2, (t - \frac{r_2 - r_1}{c})] dt \end{aligned} \quad , \quad (2.7)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  интенсивности света в точке  $P$ , создаваемые только первым и только вторым отверстием, а третий член характеризует корреляцию полей от первого и второго отверстий. В (2.7)  $x_1$  и  $x_2$  координаты отверстий, а  $r_2 - r_1$  - разность хода волн до точки  $P$ . Если амплитуда и фаза полей случайны во времени, то при усреднении третий член (2.7) обращается в нуль и интенсивность поля в точке  $P$  определяется, как сумма интенсивностей от обоих отверстий. Однако, если излучение из отверстий происходит согласованно, то корреляционный член отличен от нуля и интенсивность поля зависит от фазовых соотношений между двумя сигналами. Корреляционную функцию

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \operatorname{Re} \frac{1}{T} \int_0^T E_1(x_1, t) E_2^*[x_2, (t - \frac{r_2 - r_1}{c})] dt$$

называют функцией частичной когерентности колебаний в точках  $x_1$  и  $x_2$ . Функцию  $\Gamma_{12}$  можно пронормировать, вводя степень когерентности

$$\gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \frac{\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1)}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

Теперь выражение (2.7) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma_{12} \quad (2.8)$$

Из (2.6) и (2.7) видно, что степень когерентности представляет из себя коэффициент корреляции колебаний  $E_1(x_1, t)$  и  $E_2(x_2, t)$ . Если колебания в точках  $x_1$  и  $x_2$  полностью коррелированы (когерентны)  $|\gamma_{12}| = I$ , если колебания  $x_1$  и  $x_2$  полностью некоррелированы, то  $|\gamma_{12}| = 0$ .

Для полностью когерентного поля во всех точках  $|\gamma_{12}| = I$ , для полностью некогерентного  $|\gamma_{12}| = 0$ . В промежуточном случае, когда  $0 < |\gamma_{12}| < I$ , поле называется частично когерентным. Вообще говоря, любые поля с которыми мы встречаемся в природе, частично когерентны.

Как следует из определения, величины  $\Gamma_{12}$  и  $\gamma_{12}$  зависят от трех аргументов: положения точек  $x_1$  и  $x_2$  и разности хода волн  $r_2 - r_1$ . Так как фазовый множитель при распределении поля равен  $e^{-ikr}$ , то зависимость  $\Gamma_{12}$  от  $r_2 - r_1$  будет иметь вид

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = \Gamma(x_1, x_2, r_2 - r_1) e^{ik(r_2 - r_1)}$$

Запишем  $\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0)$  в комплексной форме

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0) = |\Gamma_{12}(x_1, x_2, 0)| e^{i\alpha},$$

где  $\alpha$  - фаза  $\Gamma_{12}$ .

С учетом этого

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2, r_2 - r_1) = |\Gamma_{12}(x_1, x_2)| e^{i[\alpha + k(r_2 - r_1)]}.$$

Определив

$$|\gamma_{12}(x_1, x_2)| = \frac{|\Gamma_{12}(x_1, x_2)|}{\sqrt{I_1 I_2}},$$

из формулы (2.8) получим

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \cos[\alpha + k(r_2 - r_1)]. \quad (2.9)$$

Отсюда можно найти максимальное значение интенсивности

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)|$$

и минимальное значение

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)|$$

Мерой контраста интерференционной картины является ее видность  $V$ . Видность  $V$  по определению равна

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.10)$$

Подставляя в (2.10)  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ , получим

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \quad (2.11)$$

Как следует из (2.11), видность интерференционной картины прямо пропорциональна модулю степени когерентности  $|\gamma_{12}|$ . Если же  $I_1 = I_2$ , то

$$V = |\gamma_{12}| \quad (2.12)$$

Таким образом, для того, чтобы измерить модуль степени пространственной когерентности поля в точках  $x_1$  и  $x_2$ , достаточно измерить видность интерференционной картины, созданной интерферометром Юнга в плоскости экрана Э (рис.2.6).

Рассмотрим частный случай, когда интерферометр Юнга образован парой щелей шириной  $a$  каждая. Пусть центры щелей отстоят друг от друга на расстоянии  $r$ . Тогда можно показать, что распределение поля в дальней зоне описывается формулой, получаемой из (2.9)

$$I = (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(x_1, x_2)| \cos[\alpha + \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \theta]) \times \\ \times \left[ \frac{\sin(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta} \right]^2, \quad (2.13)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  интенсивности излучения каждой из щелей;

$\theta$  - угол между нормалью к плоскости интерферометра и направлением на точку наблюдения;

$\lambda$  - длина волны;

$x_1$  и  $x_2$  - координаты центров щелей, так что  $|x_1 - x_2| = r$

Последний множитель в формуле (2.13) описывает диаграмму направленности отдельной щели.

Отметим, что поскольку  $a \gg \lambda$  и  $r \gg \lambda$ , величину  $\sin \theta$  можно полагать равной  $\theta$  без какой-либо ошибки в вычислениях.

Измеряя видимость интерференционной картины в дальней зоне и используя формулу (2.13), можно найти модуль степени когерентности  $\gamma_{12}(x_1, x_2)$ . В дальнейшем, вместо переменных  $x_1$  и  $x_2$  будем рассматривать степень когерентности, как функцию двух новых переменных:  $r = |x_1 - x_2|$  и координаты центра интерферометра

$$x = \frac{x_1 + x_2}{2},$$

так что

$$\gamma_{12}(x_1, x_2) \equiv \gamma_{12}(r, x) \quad (2.14)$$

Причины, влияющие на степень пространственной когерентности лазерных пучков: степень пространственной когерентности **зависит от модового состава пучка**. Если пучок образован только одной модой, то степень его когерентности практически не отличается от 1. Если в пучке содержится большое число мод, то степень пространственной когерентности оказывается малой, тем меньшей, чем больше мод принимает участие в генерации лазера. Кроме того, степень когерентности, как видно из (2.14), **зависит от расстояния  $r$  между щелями и от положения центра интерферометра  $x$  на сечении пучка**. Зависимость  $|\gamma_{12}(r)|$  очевидна. Зависимость  $|\gamma_{12}(x)|$  связана с тем, что модовый состав меняется по сечению пучка. Например, если резонатор лазера сферический, то “объем” поля мод равного порядка существенно разный: чем выше номер моды, тем больше его поперечные размеры. Поэтому, при смещении интерферометра по сечению пучка, в центре его степень когерентности будет мала, поскольку в этой области суммируются поля всех мод. На периферии пучка присутствуют только поля высокого порядка и степень когерентности будет более высокой. В плоскопараллельном резонаторе все моды имеют один и тот же объем и этот эффект будет выражен гораздо слабее.

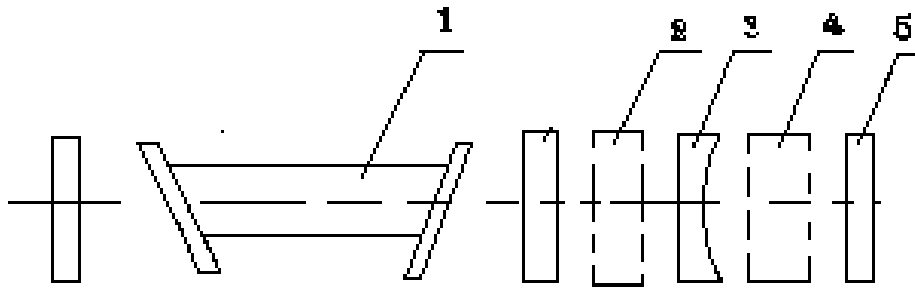
Пространственная и временная когерентность поля очень важны в голографии.

### 3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

#### 3.1. Основные элементы, входящие в состав установки

Рассмотрим экспериментальную установку, использующуюся для определения следующих параметров: плоскости поляризации He-Ne лазера, расходимости, порогового тока накачки, длины волны.

He-Ne (типа ЛГН-105) лазер конструкции, приведенной на рисунке 3.1, излучает линейно –поляризованный свет, хотя сами атомы излучают свет произвольной поляризации. Выделению поляризации способствуют выходные торцы газоразрядной трубки, скошенные под углом Брюстера.



*1-газовый лазер; 2-фильтр; 3-рассеивающая линза;  
4- фотоприемник; 5-экран.*

Рисунок 3.1 Схема экспериментальной установки

В состав установки, кроме указанных на рисунке, входят следующие устройства и элементы: линзы, рейторы, поляриод, экран, интерферометр Юнга и другие приспособления.

Лазер является источником узконаправленного монохроматического излучения в видимой ( $\lambda = 0,63 \mu\text{м}$ ) области спектра. Он выполнен в виде двух блоков: устройства, содержащего активный элемент (газоразрядную трубку), оптический резонатор и блока питания-стабилизатора тока. Оптический резонатор лазера образован сферическим зеркалом и плоским.

**Активный элемент** – газоразрядная трубка с анодом и подогревным катодом, наполненная газовой смесью He-Ne. Торцы трубки закрыты плоскими стеклянными окнами (из оптического кварцевого стекла), наклоненными под углом Брюстера. Выход излучения осуществляется со стороны плоского зеркала.

**Источник питания.** Разряд в активном элементе возбуждается от стабилизированного источника тока, снабженного системой поджига. Конструктивно стабилизатор выполнен в виде отдельного блока и имеет следующие основные технические характеристики:

максимальная потребляемая мощность порядка 60 Вт,  
напряжение питания 220В,  
частота 50 Гц.

**Линзы** используются для проекции на экран увеличенной картины излучения лазера, измерения пространственной когерентности луча лазера и т.д.

**Поляриод** служит для определения вида поляризации лазера.

**Интерферометр Юнга** используется для исследования пространственной когерентности.

**Дифракционная решетка** используется для определения длины волны лазера.

**Экран** используется для наблюдения картины излучения лазера, проекции интерференционных и дифракционных картин и т.д.

### 3.2.Порядок включения установки

1) перевести тумблер СЕТЬ в верхнее положение. При этом должна загореться сигнальная лампочка.

#### 4. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

4.1. Снять зависимость мощности генерации лазера от тока разряда (накачки), используя необходимые для этого элементы. Определить пороговый ток генерации.

4.2. Определить рабочую моду лазера.

4.3. Определить величину расходимости плоского угла лазерного луча.

4.4. Измерить длину волны излучения лазера.

4.5. Определить плоскость поляризации лазерного излучения.

#### 5. ЛАБОРАТОРНОЕ ЗАДАНИЕ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ

5.1. Ознакомиться с методикой измерения, со схемой экспериментальной установки, с конструкцией лазера.

5.2. Включить лазер (порядок включения см. выше).

5.3. Убедиться в наличии генерации.

5.4. Поместить на скамью экран (5) (см. рис.3.1) так, чтобы на него падал луч. Поместить сферическую линзу перед экраном и определить рабочую моду.

5.5. Снять зависимость мощности выходного излучения от тока разряда.

Мощность излучения существенным образом зависит от мощности накачки. Увеличение тока разряда сопровождается повышением электронной концентрации и, следовательно, эффективности возбуждения компонентов газа. При этом происходит интенсивное заселение энергетических уровней (рис.2.3). При некоторых значениях тока разряда интенсивность заселения уровня  $E_2$  Ne и соответственно  $E_3$  становится преобладающей, что вызывает уменьшение инверсной населенности лазерных переходов и снижение мощности излучения ОКГ. Таким образом, имеется оптимальное значение тока разряда, при котором мощность излучения максимальна.

Исследование выше указанной зависимости проводится по следующей структурной схеме.

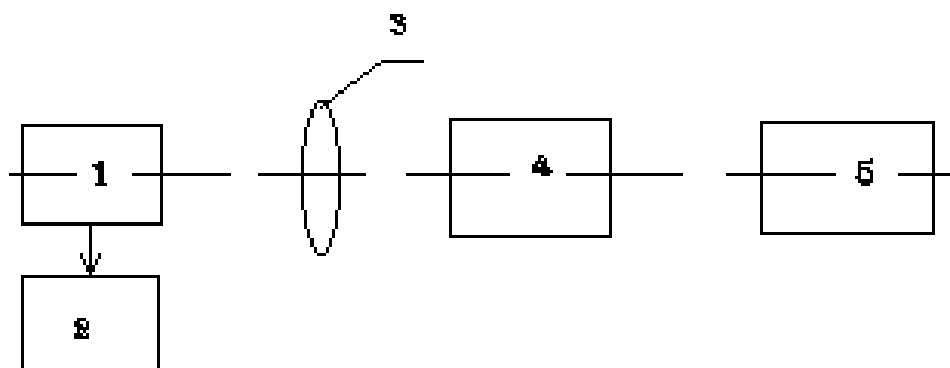


Рисунок 5.1. структурной схеме

1-лазер, 2- блок питания лазера, 3- линза, 4- приемник лучистой энергии (фото-диод), 5- измерительный прибор.

Мощность излучения (в относительных единицах) измеряется фотодиодом. Измерение следует начинать с наибольшего (номинального) для данной трубки значения разрядного тока. Уменьшая значение разрядного тока до срыва генерации измерить мощность излучения для 4-5 значений разрядного тока.

5.6. По результатам измерения построить график зависимости  $P(i_a)$ , определить пороговое значение тока накачки.

5.7. Измерить плоский угол расходимости лазерного луча.

Полная угловая ширина луча  $\theta_m$  целиком определяется длиной волны излучения  $\lambda$ , размером и формой луча.

Расходимость угла можно определить и как телесный угол, в пределах которого распространяется большая часть излучения. Величина этого угла, определяемая при заданном уровне интенсивности (например, на уровне 0,5 макс) может быть вычислена по формуле:

$$\Omega = \frac{\pi \lambda^2}{4D^2} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \cdot \frac{\lambda^2}{S}, \quad (5.1)$$

где  $S$  – площадь источника, за которую принимают не весь торец активного элемента, а только генерирующую часть, определяющую область возбуждения моды.

Плоский угол  $\theta$  и телесный угол  $\Omega$ , если пучок излучения представляет собой конус, связаны простым соотношением

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\theta}{2}\right), \quad (5.2)$$

При малых углах  $\theta$  ( $<60^\circ$ ) это выражение приводится к виду:

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \theta^2, \quad (5.3)$$

где  $\theta$  выражается в радианах.

Приведенные рассуждения справедливы для одномодового режима. В случае многомодового режима излучения лазера понятие расходимости становится несколько неопределенным.

Для измерения расходимости луча лазера на практике используются методы сечения пучка и метод измерения размера изображения.

В данной работе используется первый метод как наиболее простой (см.рис.5.1).



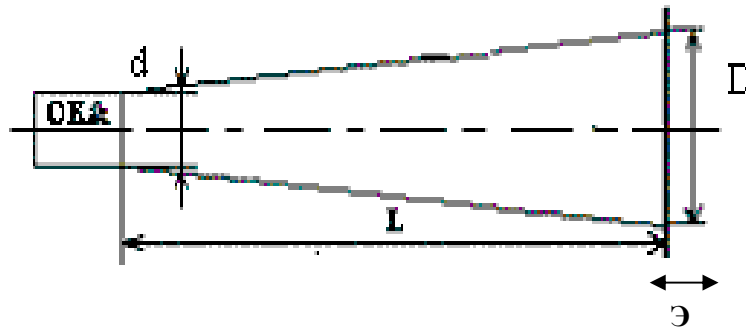


Рисунок 5.2. Схема измерения угла расходимости луча лазера

Упражнение следует выполнять в следующей последовательности: установить экран перпендикулярно оси пучка на расстоянии  $L$  от выходного отверстия лазера; измерить сечения луча лазера, работающего в одномодовом режиме на различных расстояниях от выходного зеркала лазера. Диаметр сечения луча  $D$  на экране измеряется с помощью обычной линейки.

Если диаметр луча на экране имеет не круглое сечение, то следует измерять размеры пятна в вертикальном и горизонтальном направлениях. При этом

$$D = \frac{d_{\text{гор}} + d_{\text{вер}}}{2}, \quad (5.4)$$

Для снижения яркости пятна на бумаге следует луч лазера при измерениях пропускать через белый лист бумаги.

Результаты измерений свести в таблицу и представить в виде графика зависимости  $D(L)$  (все размеры в миллиметрах).

Угол расходимости луча определить из выражения

$$\theta_m = \arctg \frac{D - d}{2L}, \quad (5.5)$$

где  $d, D$  – диаметры сечения луча на выходе лазера и на экране;

Направленность излучения определяется величиной производной  $\frac{dD}{dL}$  при  $L \rightarrow \infty$ .

5.8. Используя схему рисунка 5.3, измерить длину волны излучения лазера.

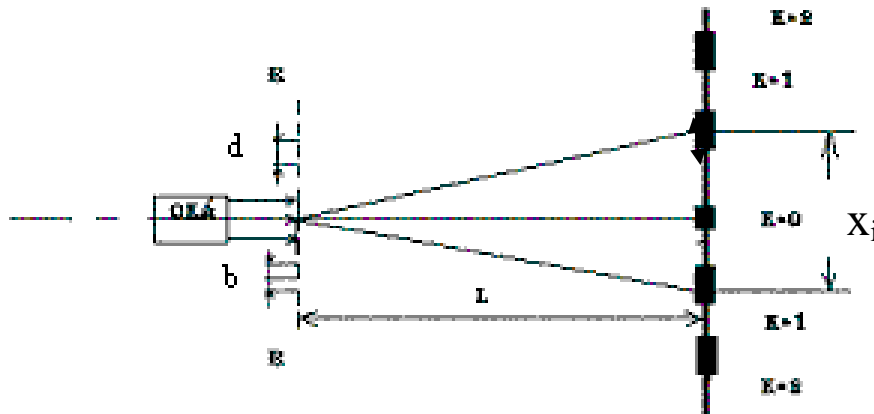


Рисунок 5.3: Схема измерения длины волны излучения ОКГ.

RR – дифракционная решетка, на которую падает параллельный пучок лучей от газового лазера, L – расстояние от дифракционной решетки до экрана Э,  $x_i$  – расстояние между средними точками полос для спектров 1-го, 2-го и т.д. порядков.

В данной работе длина волны определяется при помощи дифракционной решетки по формуле

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{k}, \quad (5.6)$$

где d- постоянная дифракционной решетки, или период решетки (сумма размеров прозрачной и непрозрачной полос  $d = a + b$  рис. 5.2).

$\lambda$  - длина волны монохроматического света.

Так как обычно  $l \gg x$ ,  $\sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi$  и тогда для нахождения длины волны можно воспользоваться следующей расчетной формулой:

$$\lambda = \frac{xd}{kl}, \quad (5.7)$$

$\lambda$  - измеряется либо в ангстремах ( $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$ ), либо в микрометрах ( $1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$ ). k-порядковый номер дифракции.

**ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ПУНКТА 5.8:** установить экран на таком расстоянии от дифракционной решетки, чтобы на нем получилось четкое изображение центральной полосы и спектров двух порядков;

Измерить расстояние l от экрана до дифракционной решетки; на экране измерить (линейкой) расстояние  $x_1$  между серединами полос спектров 1-го порядка;

таким же образом измеряют расстояния  $x_1'$  в спектре 2-го порядка;

полученные значения  $l$  и  $x$  подставить в расчетную формулу (5.7). Все результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

### Результаты определения длины волны

Порядок спектра К	Расстояние между серединами полос (м)	Расстояние до экрана (м)	Длина волны мкм
I			
II			
Среднее значение			

В данной работе длина волны излучения лазера определяется при помощи дифракционной решетки со следующим значением величины  $d_1$ :  $d_1=15\text{мкм}$ .

Измерения надо провести не менее трех раз, при разных расстояниях  $l$ . Результаты измерений представить в виде среднего арифметического значения для всех приведенных измерений. На основании этих данных вычислить среднее значение длины волны излучения ОКГ.

### 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА.

Поляризационный характер излучения ОКГ измеряют, устанавливая на пути луча вращаемый поляризатор. В данном параграфе снимают график зависимости интенсивности прошедшего излучения от угла поворота поляризатора (см. рис. 6.1).

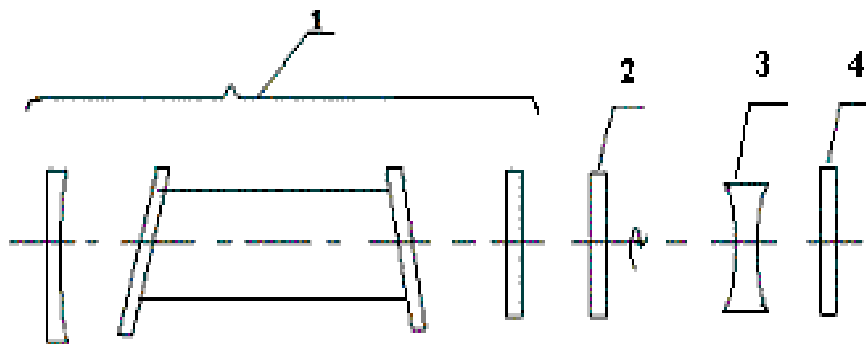


Рисунок. 6.1: Структурная схема для исследования поляризации излучения лазера: 1-лазер, 2-поляризатор, 3-линза, 4-измерительная схема.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ п. 5.9: а) Вращая поляризатор вокруг оси до момента, когда ток  $I$  через фотодиод достигает наибольшей величины, снимите показания тока через каждые  $10-15^\circ$  поворота поляризатора. Отсчеты брать от  $0$  до  $180^\circ$ .

б) На основании данных опытов построить график зависимости  $I(\theta)$ .

Зависимость вида  $I=I_0\sin^2\theta$  указывает на то, что излучение поляризовано линейно. Плоскость, соответствующая  $\theta=90^\circ$ , определит в этом случае плоскость, в которой расположен электрический вектор  $\vec{E}$ .

### 7. Экспериментальная установка для определения пространственной когерентности гелий-неонового лазера.

Источником светового излучения в экспериментальной установке служит одномодовый He-Ne лазер. Луч лазера после прохождения через делительную пластину 8 падает на интерферометр Юнга 2, выполненный в виде двух щелей, шириной  $100\text{ мкм}$  каждая. Расстояние между щелями меняется от  $100\text{ мкм}$  до  $1000\text{ мкм}$ . После прохождения через интерферометр лучи проходят через сферическую линзу 3 и

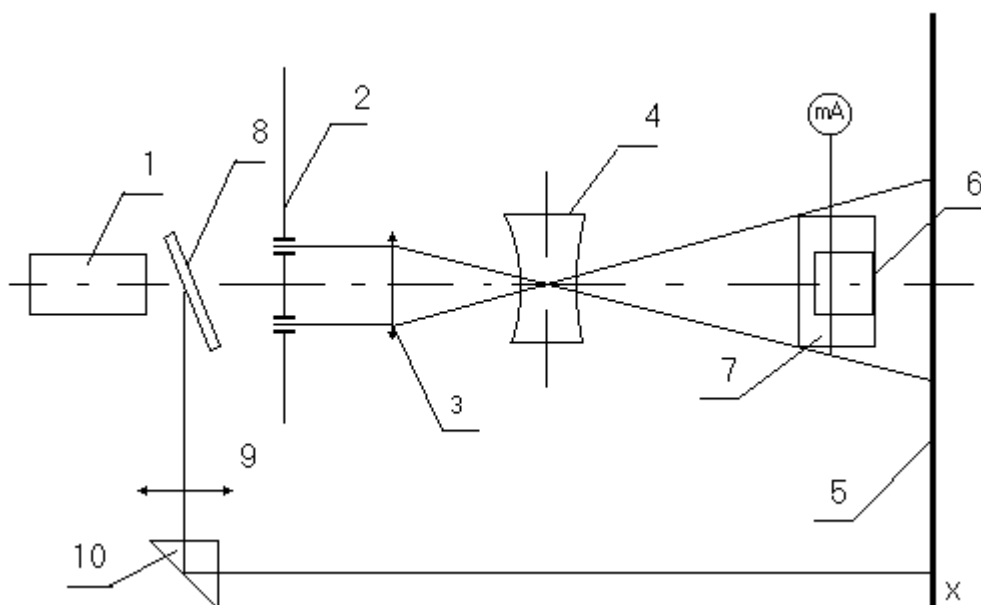


Рис.7.1. Экспериментальная установка

короткофокусную рассеивающую цилиндрическую линзу 4. Расстояние между линзами подбирается так, что в плоскости экрана распределение поля в направлении соответствует распределению поля в дальней зоне. Одновременно через делительную пластину 8, линзу 9 и призму 10 излучение лазера можно подать на экран 5. С помощью этого канала контролируется форма пятна излучения и модовый состав лазерного пучка.

Интерферометр Юнга, линзы 3 и 4, а также фотодиод 6 расположены на подвижных столиках, что позволяет осуществить настройку схемы и снять искомые зависимости. Фототок с фотодиода измеряется чувствительным прибором (типа вольтметр универсальный цифровой В7-18). Зависимость интенсивности излучения от координаты  $x$  в плоскости 5 описывается выражением (2.8). Проведем анализ (2.8), пренебрегая смещением интерференционной картины, связанной с аргументом  $\gamma_{12} - \alpha$ . Тогда из (2.8) следует, что в центре картины при  $\theta = 0$  будет наблюдаться максимум

$$I_0 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)| \quad (7.1)$$

В точке  $\frac{2\pi r}{\lambda} \theta_m = \pi$  будет минимум, равный

$$I_{\min 1} = (I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)|) \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{2r}\right)}{\frac{\pi a}{2r}} \right) \quad (7.2)$$

Далее вблизи точки  $\theta = 2\theta_m$  будет расположен второй максимум интерференционной картины

$$I_{\max 1} = (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(r, x)|) \left( \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{r}\right)}{\frac{\pi a}{r}} \right)^2, \quad (7.3)$$

а в точке  $\theta = 3\theta_m$ , второй минимум и т.д. Отметим, что в принятой конструкции интерферометра при  $a = 100 \mu\text{м}$  минимальная база интерферометра  $r = 200 \mu\text{м}$  и  $a/r = 1/2$ . В результате  $I_{\max 2} = 0$  и в интерференционной картине должны наблюдаться лишь 3 максимума - центральный и 2 боковых. Сравнивая выражения для  $I_{\max 1}$  и  $I_0$ , получим

$$I_{\max 1} \approx 0,41 I_0 \quad (7.4)$$

Вследствие малого расстояния между щелями будем полагать  $I_1 = I_2$ . Тогда из (7.1), (7.2) получим

$$|\gamma_{12}(r, x)| = \frac{1 - \frac{I_{\min}}{\rho I_{\max}}}{1 + \frac{I_{\min}}{\rho I_{\max}}}, \quad (7.5)$$

где

$$\rho = \left(\frac{\sin t}{t}\right)^2, \quad t = \frac{\pi a}{2r}.$$

## 8. Порядок выполнения работы по исследованию пространственной когерентности

8.1. С помощью микрометрического винта, на котором расположен интерферометр Юнга 2 (рис.7.1), совместить центр **интерферометра №1** с центром лазерного луча. Проверить справедливость формулы (7.4), смещая цилиндрическую линзу. Измерения повторить не менее 3-х раз.

Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 8.1.

Таблица 8.1. База интерферометра №1 - 100 мкм

№ измер	1	2	3	4	средн.	$\frac{I_{\max 1,2}}{I_0} \approx \beta$
$I_{\max 1}$						
$I_{\min 1}$						
$I_0$						
$I_{\min 2}$						
$I_{\min 2}$						

де  $I_{\max 1,2}$ ,  $I_0$ ,  $I_{\min 1,2}$  - интенсивности излучения в максимумах и минимумах интерференционной картины.

По данным измерения таб. 8.1 определить  $\beta_{1,2}$ . Результаты измерения  $I_{\max 1}$  и  $I_{\min 1}$  или  $I_{\max 2}$  и  $I_{\min 2}$  занести в таблицу 8.2 и определить видность интерференционной картины интерферометра №1.

Таблица 8.2

№ изм	1	2	3	4	$\gamma_{12}$
$I_{\max}$					
$I_{\min}$					

8.2. Измерить зависимость степени когерентности от базы интерферометра не менее чем для 5 баз. Для этого повторите измерения  $I_{\max 1}$  и  $I_{\min 1}$  или  $I_{\max 2}$  и  $I_{\min 2}$ , для интерферометров № 2, 3, 4, 5 смещая их, с помощью микрометрического винта, относительно луча лазера. Результаты измерений занесите в таблицу 8.3.

При установке каждой базы центр интерферометра совмещать с центром луча.

Таблица 8.3

$r$	200мк	300мк	400мк	500мк	600мк	700мк
$I_{\max}$						
$I_{\min}$						
$\gamma_{12}$						

По результатам вычислений построить график  $\gamma_{12} = f(r)$ .

8.3. С помощью интерферометра № 1 измерить распределение степени когерентности по сечению пучка. Измерение провести не менее чем в 9-10 точках. Для этого необходимо вращением микрометрического винта смещать интерферометр № 1 относительно поперечного сечения луча лазера примерно на 0,25 делений. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 8.4. По результатам вычислений построить график  $\gamma_{12} = f(l)$ .

Таблица 8.4. Интерферометр №1.

$l$									
$I_{\max}$									
$I_{\min}$									
$\gamma_{12}$									

### Обработка результатов

Обработку результатов по пп. 8.1 - 8.3 провести с помощью формулы (7.5). Результаты изобразить графически. Пологая, что радиус когерентности определяется по уравнению  $|\gamma_{12}| = 1/l$  по данным пп. 8.1 - 8.3, определить радиус когерентности для случая одномодовой генерации.

## 9. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

9.1. Краткое описание принципа работы лазера и теории, касающейся когерентности лазерного излучения.

9.2. Схемы измерений, по которым выполнялись эксперименты.

9.3. Результаты измерений по пунктам, предусмотренным программой работ в форме таблиц, графиков, расчетов.

9.4. Обсуждение результатов и выводы по работе.

## 10. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

## 11.

10.1. Принцип работы гелий- неоновом лазера.

10.2. Зачем нужна высокая точность юстировки зеркал?

10.3. Поляризация, ее виды. В какой плоскости поляризовано излучение лазера и как можно определить плоскость поляризации?

10.4. Какова длина волны излучения лазера  $\lambda$  ?

10.5. От чего зависит угловая расходимость излучения лазера?

10.6. Каким образом можно измерить длину волны излучения гелий-неоновом лазера?

10.7. Объясните ход кривой зависимости мощности излучения газовом лазера от тока накачки.

10.8. Что характеризует временная когерентность лазера ?

10.9. Что характеризует пространственная когерентность излучения лазера ?

10.10. С помощью какого прибора можно измерить пространственную когерентность ?

10.11. Что такое видность интерференционной картины ?

10.12. Что такое степень пространственной когерентности ? Как ее измерить ?

10.13. Какие свойства лазерного излучения определяет степень пространственной когерентности ? От чего она зависит ?

10.14. Что такое мода оптического резонатора ? Чем она определяется ?

10.15. Нарисуйте структуру поля  $TEM_{00}$  ,  $TEM_{10}$  ,  $TEM_{11}$  ,  $TEM_{30}$  .

10.16. Почему на схеме рис. 7.1 линза 4 является цилиндрической ?

10.17. Как будет изменяться степень когерентности, если увеличивать базу интерферометра Юнга ?

10.18. Как будет изменяться степень когерентности при перемещении интерферометра Юнга от одного края пучка через центр к другому краю ?

10.19. Почему максимумы интерференционной картины на экране б будут разными ?

## 11. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

11.1 А.Н.Пихтин Оптическая и квантовая электроника. – М: ВШ. 2001, 572с. **(159)**

11.2. В.А. Малышев. Основы квантовой электроники и лазерной техники. - М.: Высшая школа, 2005. - 542 с. **(40)**

11.3. В.М. Шандаров. Основы физической и квантовой оптики. – Томск: Томск. гос. Ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2005. – 258 с. **(20)**

11.4. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. - М: Наука , 1971.

11.5. Куш Г.Г. , Шангина Л.И. , Соколова Ж.М. ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА ОПТИЧЕСКОГО И СВЧ ДИАПАЗОНОВ. Учебное пособие.- Томск:Изд-во Томского университета, 2004.-460 с.