

## Лабораторная работа №9

# ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ СВЕТА

### Приборы и принадлежности:

Гелий-неоновый лазер, скамья ОСК-3, рейтер со спектрографической щелью, рейтер с измерительным экраном и микроскопическим объективом, рейтер с плоскопараллельной пластинкой.

### Введение

Квантовый генератор света (лазер) - источник мощного оптического излучения (laser – аббревиатура выражения light amplification by stimulated emission of radiation – усиление света вынужденным излучением). Лазер отличается от обычных источников света (например, лампы с вольфрамовой нитью) двумя важными свойствами излучения. Во-первых, оно когерентно, т.е. процесс излучения протекает согласованно во времени и в пространстве. В некогерентном процессе световые волны излучаются независимо друг от друга, энергия излучаемого пучка рассеивается по пространству и быстро убывает по мере удаления от источника. Вторая особенность лазерного излучения – монохроматичность. В свете почти всех существующих источников обычно присутствуют все длины волн видимого спектра, поэтому такой свет нам кажется белым. Лишь немногие традиционные источники (например, лампы низкого давления, наполненные разреженными парами натрия) светят почти монохроматично, но их излучение некогерентно и малоинтенсивно. Лучи лазерного пучка почти параллельны между собой, поэтому он расходится незначительно даже на больших расстояниях от излучателя.

Таким образом, лазеры обладают:

- пространственной когерентностью светового потока;
- монохроматичностью мощного излучения;
- острой угловой направленностью испускаемого лазером светового

пучка.

Пучки, излучаемые газовыми лазерами, характеризуются очень высокой степенью когерентности и малой расходимостью, близкой к теоретическому пределу; по этим параметрам они выгодно отличаются от пучков твердотельных лазеров. В настоящее время успешно применяются лазеры с газовой смесью в качестве активной среды (углекислого газа с азотом и гелием, гелия с неоном или криптона со фтором). Лазер первого типа излучает в инфракрасной области спектра; в непрерывном режиме генерации у него высокий КПД и большая выходная мощность. Его широко применяют при резании и сварке различных материалов. Лазер на криптоне со фтором – наиболее эффективный из генераторов излучения в ультрафиолетовой области спектра.

Гелий-неоновый лазер излучает видимый (красный) свет; его используют во многих исследовательских и образовательных программах.

Перечисленные выше свойства лазера позволяют применять его световой пучок в ряде измерений без предварительной коллимации. В настоящей работе гелий-неоновый лазер используется для изучения дифракции на одной щели и интерференционных полос равного наклона.

### **Описание установки и методика измерений**

#### **1. Дифракция на одной щели и определение длины волны лазерного излучения.**

На рис. 1 представлена установка, позволяющая получить дифракцию на одной щели при помощи лазера.

Схема установки представлена на рис. 2. Всё необходимое оборудование размещается на оптической скамье ОСК-3. 1. Лазерный луч 2, полученный от лазера 3, падает на щель 4, установленную на рейтере 5. Положение щели относительно луча лазера можно менять в вертикальном направлении, предварительно ослабив винт 6, и в горизонтальных направлениях рукояткой 7.

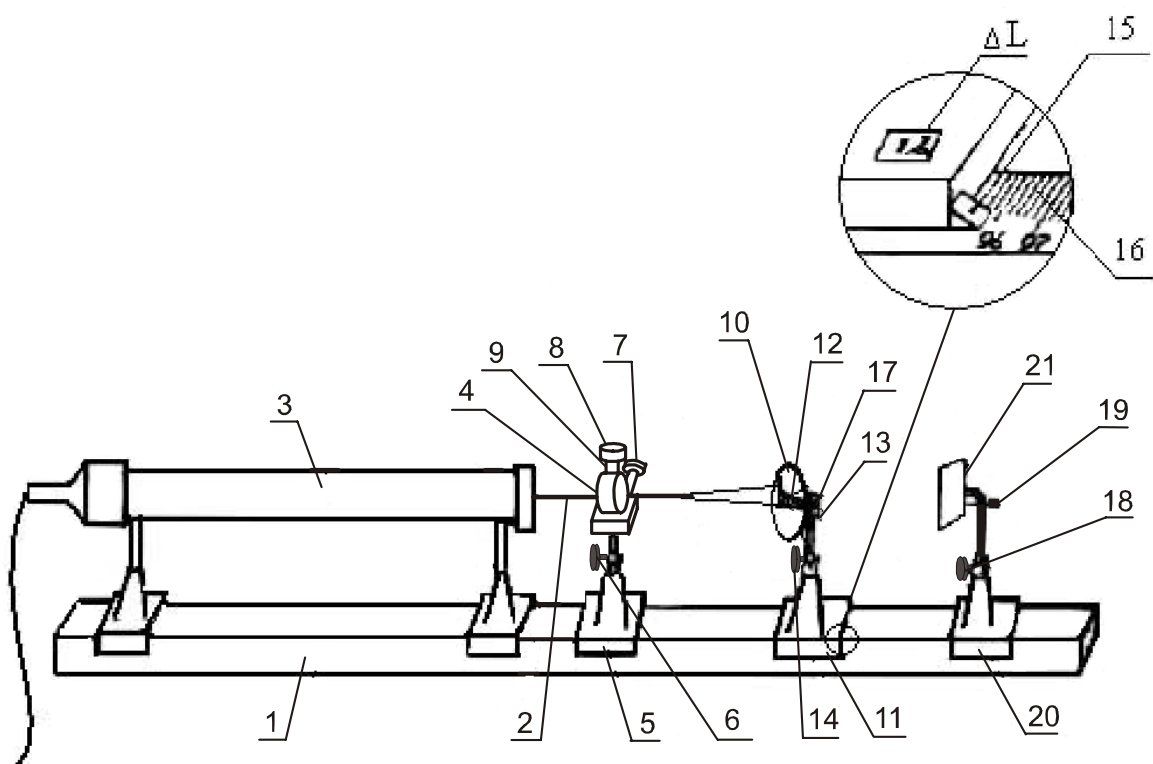


Рис. 2. Схема лабораторной установки

Винтом 8 можно менять ширину щели в пределах 0 – 0.4 мм и измерять ее по шкале 9 с ценой деления  $10^{-3}$  мм.

Дифрагирующий свет падает на экран 10, установленный на рейтере 11. Положение дифракционных минимумов на экране можно измерять при помощи линейки 12. Для юстировки экрана с измерительной линейкой относительно дифрагирующего лазерного луча используются винты 13, 14. Расстояние между щелью 4 и экраном 10 определяется по формуле

$$L = L_0 + \Delta L_1 + \Delta L_2 \quad (1)$$

где  $L_0$  - расстояние между указателями 15 рейтеров 5 и 11, определённое по шкале 16 скамьи, а  $\Delta L_1$  и  $\Delta L_2$  - поправки к  $L_0$ , помещенные на рейтерах.

Для расчёта дифракционной картины, которая получается на экране 10 (рис.2), воспользуемся рис.3, на котором: 1 - плоскость щели, 2 - плоскость экрана, 3 - распределение интенсивности в дифракционной картине, а  $L$  - расстояние от щели до экрана. Используя метод зон Френеля, можно показать, что положение дифракционных минимумов на экране удовлетворяет условию

$$b \sin \varphi = m\lambda \quad \text{или} \quad b \frac{l_m}{L} = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Выражение (2), справедливое при малых углах  $\varphi$ , позволяет определить длину волны лазерного излучения

$$\lambda = \frac{b}{L} \cdot \frac{l_m}{m}, \quad (3)$$

где  $b$  - ширина щели,  $l_m$  - расстояние от центрального максимума до  $m$  - минимума дифракционной картины на экране.

Целью настоящего упражнения является изучение дифракции света на одной щели и определение длины волны лазерного излучения по формуле (3).

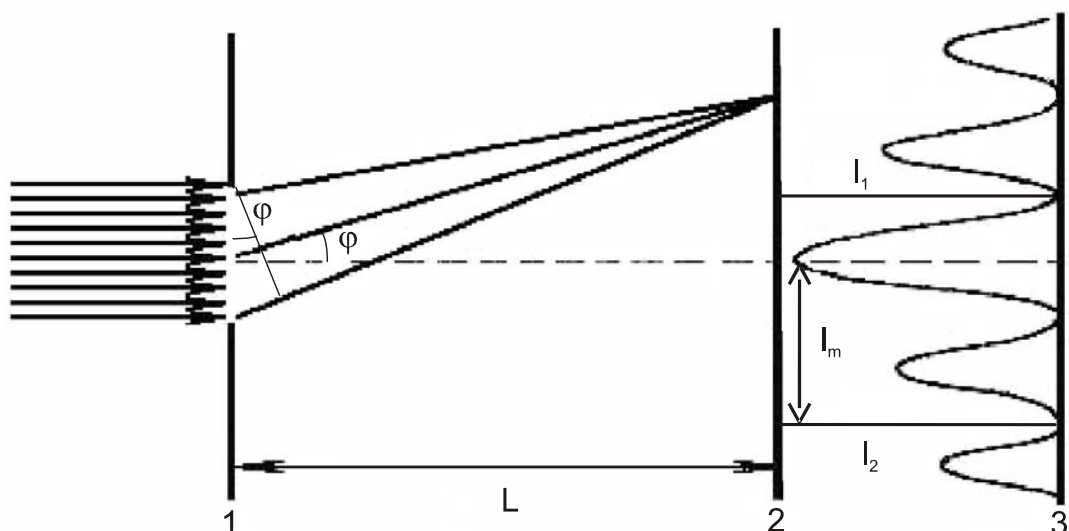


Рис.3. Дифракция на одной щели

## 2. Изучение интерференционных полос равного наклона и определение порядка интерференции.

Для наблюдения полос равного наклона необходимо рейтер 5 (рис.2), с закреплённой на нем щелью, перенести на правый край скамьи. Рейтер 11, с установленным на нем микроскопическим объективом и экраном, переместить по скамье почти вплотную к лазеру, предварительно развернув экран на пол оборота вокруг вертикальной оси (для этого ослабить винт 14). При юстировке микроскопического объектива 17 и экрана относительно пучка света, используются винты 14 (по вертикали и вокруг вертикальной оси) и 13 (по горизонтали). Перпендикулярность рабочих поверхностей плоскопараллельной пластинки 21 оптической оси системы достигается вращением винтов 18 и 19 рейтера 20. Расстояние между экраном (он расположен в фокальной плоскости объектива) и пластинкой определяется совершенно аналогично упр.1 по формуле 1.

Высокая степень монохроматичности излучения лазера позволяет осуществить наблюдение интерференционных полос равного наклона при

большой разности хода и определить соответствующий им порядок интерференции.

Как и всегда, для наблюдения картины интерференционных полос равного наклона используется световой пучок с большой угловой апертурой, освещающий плоскопараллельный слой прозрачного вещества. Принципиальная схема опыта показана на рис.4. Микроскопический объектив 17 (см. рис.2) собирает почти параллельный световой пучок в своем фокусе  $F$ .

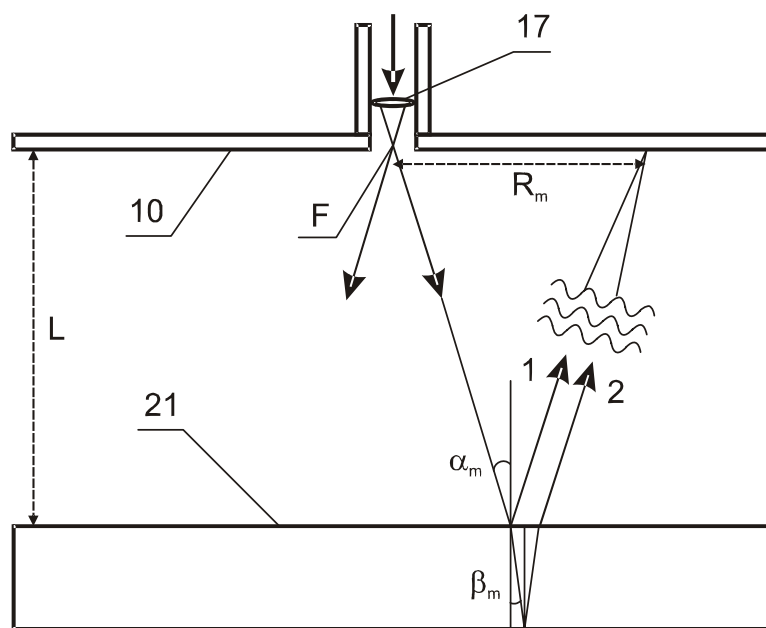


Рис.4. Схема опыта по наблюдению полос равного наклона

Расходящийся из  $F$  световой конус достигает плоскопараллельной стеклянной пластинки 21. Отраженные от передней и задней поверхностей пластинки световые пучки дают интерференционную картину, сечение которой в виде концентрических колец, наблюдается на экране 10.

Экспериментальная установка для выполнения лабораторного упражнения № 2 представлена на рис.5.



Рис. 5. Экспериментальная установка по изучению интерференционных полос равного наклона

Интерференционное условие минимума отраженного света для угла падения  $\alpha_m$  запишется как

$$2nd \cos \beta_m = m\lambda, \quad (4)$$

где  $d$  - толщина пластинки,  $n$  - показатель преломления (у нас  $n = 1,492$ ),  $\beta_m$  - угол преломления для данного угла падения  $\alpha_m$ ,  $m$  - порядок интерференции.

На основании малости углов  $\alpha_m$  и  $\beta_m$ , при разложении функции  $\cos \beta_m$  в ряд Тейлора в точке  $\beta_m = 0$ , ограничившись тремя членами разложения, условие (4) можно представить в виде

$$2nd \left( 1 - \frac{\beta_m^2}{2} \right) \approx m\lambda. \quad (5)$$

Максимальный порядок интерференции  $m_{\max} = \frac{2nd}{\lambda}$  находится из условия что,  $\beta_m = 0$ , а следовательно  $\alpha_m = 0$ . Принимая во внимание

выражение для  $m_{\max}$  из уравнения (5) находим  $\beta_m^2 = \frac{2(m_{\max} - m)}{m_{\max}}$ . Учтя

далее, что  $\frac{\sin \alpha_m}{\sin \beta_m} \approx \frac{\alpha_m}{\beta_m} \approx n$  (для малых углов), имеем

$$\alpha_m^2 = \frac{2n^2(m_{\max} - m)}{m_{\max}} = \frac{2n^2 k}{m_{\max}}, \quad (6)$$

где  $k = (m_{\max} - m)$  - номер темного кольца отсчитываемого от центра (причем для первого видимого кольца следует положить  $k = 0$ ). Из (6) видно, что  $\alpha_m^2$  является линейной функцией  $k$ , а из рис. 4 видно, что  $\alpha_m^2$  можно определить экспериментально

$$\operatorname{tg} \alpha_m \approx \alpha_m \approx \frac{R_m}{2L} \quad (7)$$

где  $R_m$  - радиус  $m$ -го кольца (нумерация для  $m$  начинается от края к центру),  $L$  - расстояние от плоскости пластинки до экрана.

Измерив радиусы нескольких интерференционных колец, можно построить линейную зависимость  $\alpha_m^2$  от  $k$ . Эта зависимость, (6) и (7), позволит определить порядок интерференции. Действительно, из графика  $\alpha_m^2 = f(k)$  можно найти  $\Delta \alpha_m^2 / \Delta k = 2n^2 / m_{\max}$ , тогда

$$m_{\max} = \frac{2n^2}{\Delta \alpha_m^2 / \Delta k}, \quad (8)$$

## **Порядок выполнения работы**

### **Упражнение 1.**

I. Размещаем все детали установки так, как показано на рис.1. При этом сам лазер 3 (рис. 2) не следует перемещать. Закрепление рейтеров на скамье осуществляется специальными стопорными рукоятками (на рис. 2 они не изображены, чтобы не загромождать его), вращением их по часовой стрелке.



После того, как все детали установки помещены на свои места, дежурный лаборант включает лазер. Обращаем внимание на то, что после включения лазера и во все время работы с ним, надо помнить, что попадание в глаза прямого лазерного излучения опасно для зрения. Поэтому при работе с лазером его свет можно наблюдать только после отражения от экрана с рассеивающей поверхностью или через нейтральный светофильтр, ослабляющей интенсивность света примерно в  $10^4$  раз. Кроме того, при работе с лазером необходимо соблюдать обычные меры предосторожности, вытекающие из использования в системе его питания высокого постоянного напряжения. Все включения установки и ее выключение производятся только дежурным лаборантом практикума. **Студентам строго запрещено включение, выключение и какие-либо перемещения лазера!**

2. Юстировочными винтами рейтеров, о которых речь шла выше, добиваемся максимальной видимости дифракционной картины (при этом дифракционная картина должна быть расположена чуть выше линейки экрана).

3. Качественно изучаем распределение максимумов и минимумов на экране в зависимости от ширины щели. Для этого, предварительно раскрыв щель на максимум, уменьшаем ширину щели. Необходимо объяснить наблюдающуюся в интерференционной картине закономерность.

4. Определяем нулевой отсчет по шкале 9 (рис.2). За "0" принимаем значение шкалы, соответствующее нулевой ширине щели (свет не проходит), подходя к нему (как и к любому, произвольно устанавливаемому значению ширины щели) всегда из области больших значений.

5. Установив ширину щели  $(4 \div 7) \cdot 10^{-2}$  мм, измеряем расстояние  $L$  между экраном и щелью. Промеряем линейкой экрана положение  $l_m$  минимумов относительно центрального максимума. Для этого снимаем отсчёт  $l_{m2}$ , соответствующий положению  $m$ -го минимума справа от центрального максимума, и отсчёт  $l_{m1}$ , соответствующий положению минимума того же порядка слева. Тогда расстояние  $l_m$   $m$ -го минимума на экране будет

$$l_m = \frac{1}{2}(l_{m2} - l_{m1}).$$

По формуле (3) и по данным каждого минимума вычисляем длину волны. Результаты необходимо представить в виде таблицы.

Оцениваем погрешность определения длины волны и окончательный результат представляем в виде доверительного интервала

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta \lambda.$$

Таблица 1

$m$	$l_{m1}$	$l_{m2}$	$l_m$	$\lambda$

### Упражнение 2.

1. Размещаем необходимое оборудование на скамье относительно лазера в последовательности, описанной в разделе "Описание установки и методика измерений" для пункта № 2: "Изучение интерференционных полос равного наклона и определение порядка интерференции".

2. Юстировочными винтами рейтера 11 (рис. 2) добиваемся прохождения лазерного луча через микроскопический объектив и отверстие экрана с максимальной интенсивностью.

3. Сместив рейтер 20 с плоскопараллельной пластинкой на возможно большее расстояние от экрана 10, устанавливаем её плоскость перпендикулярно оси системы винтами 18 и 19. При этом яркость интерференционной картины на экране должна быть максимальной.

4. Измеряем радиусы  $R_k$  тёмных интерференционных колец, где  $k = 1 \div 8(10)$ . Измерения удобно производить следующим образом. Сняв по измерительной линейке экрана положение  $k$ -го кольца справа  $x_{k2}$  и слева  $x_{k1}$ , для радиуса имеем

$$R_k = \frac{1}{2}(x_{k2} - x_{k1})$$

5. Измеряем расстояние между экраном плоскопараллельной пластинкой (см. формулу 1).

6. Результаты измерений удобно представить в таблице.

**Таблица 2**

$k$	$x_{m2}$	$x_{m1}$	$R_m$	$\alpha_m \approx R_m / 2l$	$\alpha_m^2$	$m$
0						
1						
2						
•						
•						
•						
10						

7. Строим график зависимости  $\alpha_m^2$  от  $k$ . Определяем для каждого  $k$  порядок интерференции  $m$  по вышеуказанной методике.

8. Оцениваем погрешность в определении порядка интерференции.

### Литература

1. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей физики // СПб.: Издательство "Лань", 2006, т.3, §§ 256, 261-263, 266-269.

2. Д.В. Сивухин. Общий курс физики // М.: Физматлит, Издательство МФТИ, 2002, т.4, §§ 26-30, 33, 39-41, 44.