

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ОПТИКЕ
Учебное пособие**



Санкт-Петербург

2012

Содержание

Лабораторная работа №2. Определение показателя преломления материала плоско-выпуклой линзы.....	3
Лабораторная работа №3. Определение фокусных расстояний положительной и отрицательной линз с помощью метода Бесселя.	6
Лабораторная работа №5. Исследование дисперсии оптического стекла....	10
Лабораторная работа №7.Определение длины световой волны при помощи бипризмы Френеля.....	14
Лабораторная работа №7а. Определение длины световой волны при помощи опыта Юнга.....	20
Лабораторная работа №8. Определение радиуса кривизны линзы по интерференционной картине колец Ньютона	26
Лабораторная работа №9. Определение радиуса кривизны линзы по интерференционной картине полос равной толщины.....	30
Лабораторная работа №10. Определение длины волны излучения лазера по интерференционной картине полос равного наклона	34
Лабораторная работа №11. Определение длины световой волны по картине дифракции на круглом отверстии	37
Лабораторная работа №11а. Определение длины световой волны по картине дифракции на круглом отверстии	42
Лабораторная работа №13. Определение основных характеристик дифракционной решетки	47
Лабораторная работа №16. Определение концентрации раствора сахара с помощью поляриметра	52
Лабораторная работа №16а. Исследование поляризации лазерного излучения	58
Кафедра физики	63

Лабораторная работа №2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПЛОСКО-ВЫПУКЛОЙ ЛИНЗЫ.

Цель работы – вычисление показателя преломления материала линзы по радиусу ее кривизны и главному фокусному расстоянию.

Общие положения

Главное фокусное расстояние линзы связано с радиусами кривизны ее поверхностей зависимостью

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n}{n'} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (1)$$

где f – главное фокусное расстояние линзы; n , n' – показатели преломления материала линзы и окружающей среды соответственно; R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей линзы. Радиус кривизны одной из поверхностей плоско-выпуклой линзы равен бесконечности, а показатель преломления среды $n' = 1$ для воздуха, поэтому формула (1) принимает более простой вид: $\frac{1}{f} = (n-1)\frac{1}{R}$. Отсюда для показателя преломления материала линзы получаем:

$$n = 1 + \frac{R}{f}. \quad (2)$$

Линзу в данной работе считаем тонкой, поэтому главное фокусное расстояние будем отсчитывать от оптического центра линзы.

Описание лабораторной установки.

Для косвенного измерения радиуса кривизны линзы R служит прибор, называемый сферометром (рис. 1). Сферометр состоит из опорного металлического кольца N и укрепленной на нем измерительной головки K . Три ножки Q_1, Q_2 и Q_3 (на рисунке не показана) сферометра выполнены в виде металлических шариков, впрессованных в опорное кольцо с нижней стороны и расположенных в вершинах правильного треугольника, центр которого совпадает с центром опорного кольца. Измерительная головка прибора снабжена подвижным штоком S , который может передвигаться через центр опорного кольца перпендикулярно его плоскости. При надавливании на нижний заостренный конец штока снизу вверх шток поднимается, двигаясь

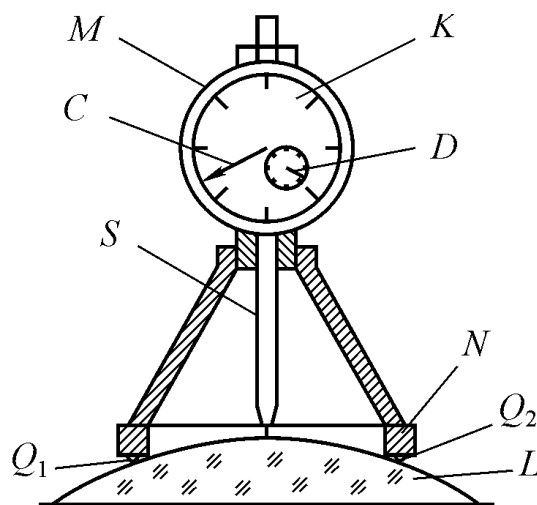


Рис. 1

в головку. При снятии давления шток возвращается в исходное положение, благодаря пружине, находящейся внутри головки. Высота поднятия штока определяется с точностью до сотых долей миллиметра по показаниям двух стрелок на головке. Центральная стрелка C указывает число сотых долей миллиметров, а стрелка D , более короткая и расположенная сбоку от центральной, - число целых миллиметров. При полном обороте центральной стрелки боковая стрелка сдвигается на одно деление, что соответствует смещению штока на 1 мм. Шкала, по которой определяется положение центральной стрелки, имеет цену деления 0,01 мм. Эту шкалу можно поворачивать, вращая внешнее кольцо M с насечкой, охватывающей снаружи измерительную головку.

Таким образом, сферометр за счет вертикального перемещения штока позволяет измерять высоту шарового сегмента h , отсекаемого плоскостью, касательной к ножкам сферометра.

Тогда на основе показаний сферометра радиус кривизны линзы определяют, рассчитывая его по следующей формуле:

$$R = \frac{a^2}{6h} + \frac{h}{2}, \quad (3)$$

где a – расстояние между ножками сферометра; h – высота шарового сегмента.

Параметр a удобно определять, измеряя миллиметровой линейкой расстояние между центрами отпечатков ножек сферометра, оставленных ими на листе бумаги. По результатам трех (так как всего ножек три) измерений определяют среднее значение a и погрешность Δa .

Главное фокусное расстояние линзы f измеряется при помощи зрительной трубы с автоколлимационной настройкой на бесконечность. Предмет представляет собой либо стрелку, либо крестик на матовом стекле, которое подсвечивается лампочкой. Исследуемую линзу L помещают на оптическую скамью между предметом P и трубкой B (рис. 2). Расстояние от экрана до линзы определяют по оптической скамье.

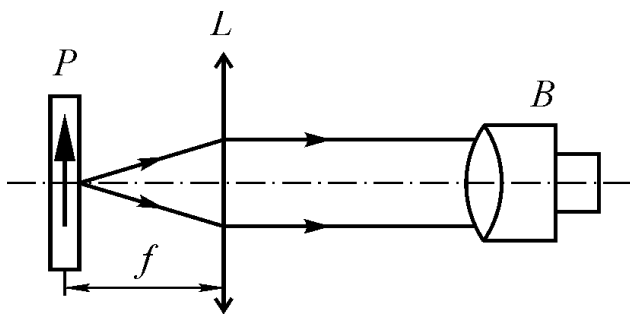


Рис. 2

Порядок выполнения работы.

1. Установить на сферометре начало отсчета, используя плоскую стеклянную пластину. Для этого сферометр поставить на пластину и, поворачивать наружное кольцо с насечкой, совместить нулевую отметку шкалы с центральной стрелкой. Затем линзу со штативом снять с рейтера и положить на стол сферической поверхностью вверх, положив под нее лист бумаги, чтобы не поцарапать стекло. Сверху поставить сферометр и записать значение высоты шарового сегмента h , затем аккуратно передвигая сферометр по поверхности линзы, записать еще два значения h . Среднее значение показаний прибора характеризует величину h , а их разброс - погрешность Δh .

2. Измерить главное фокусное расстояние линзы, предварительно настроив зрительную трубу на бесконечность. Для этого приложить к входному объективу зрительной трубы плоское зеркало. Труба построит резкое изображение перекрестья, которое находится в окуляре, за счет отражения параллельных лучей от плоского зеркала, что достигается вращением винта настройки, расположенного на корпусе трубы слева. В результате в поле зрения окуляра будут видны два перекрестья. Между трубой B и экраном P установить на оптическую скамью исследуемую линзу L (см. рис. 2). Перемещать линзу до тех пор, пока в трубу не будет виден предмет (стрелка или крестик). В этом случае экран будет находиться в фокальной плоскости линзы. Так как линза тонкая, то расстояние от нее до экрана и будет равно главному фокусному расстоянию. Данную операцию повторить три-пять раз, каждый раз измеряя расстояние от линзы до экрана, и определить среднее значение f и погрешность Δf .

3. Измерив величины h , a , f и определив погрешности Δh , Δa , Δf , по формулам (2), (3) вычислить показатель преломления n и рассчитать погрешность результата Δn по формуле, которую следует вывести заранее.

Контрольные вопросы.

1. Что называют абсолютным и относительным показателями преломления среды?
2. Как связан абсолютный показатель преломления среды с диэлектрической и магнитной проницаемостями данной среды?
3. В каких пределах содержатся значения показателей преломления для большинства прозрачных сред? Какие значения показателя преломления характерны для оптического стекла?
4. Какие линзы называют тонкими?
5. Как связаны в общем случае оптическая сила и главное фокусное расстояние линзы?
6. Что и каким образом позволяет измерять сферометр?
7. Что означает «зрительная труба настроена на бесконечность»?
8. Поясните способ определения фокусного расстояния линзы с помощью зрительной трубы.
9. В каком случае изображение, даваемое линзой называют, действительным, а в каком случае – мнимым?
10. Какие линзы и при каких расстояниях от линзы до предмета дают действительные изображения? Сделайте соответствующие рисунки.

Лабораторная работа № 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЛИНЗ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА БЕССЕЛЯ.

Цель работы – определение фокусных расстояний положительной и отрицательной линз с помощью метода Бесселя.

Общие положения.

Фокусное расстояние тонкой положительной (собирающей) линзы можно легко рассчитать, если с помощью этой линзы на экране получить действительное изображение предмета: $\frac{1}{f} = \frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1}$,

где f - главное фокусное расстояние тонкой линзы; a_2 - расстояние от линзы до изображения; a_1 – расстояние от линзы до предмета.

Однако у реальных (не тонких) линз все отрезки отсчитываются не от сферических поверхностей линзы, а от главных плоскостей, которые в общем случае не совпадают с поверхностями линзы. Главные плоскости могут лежать и внутри и вне линзы, совершенно несимметрично относительно ее сферических поверхностей. Главная плоскость представляет собой геометрическое место точек пересечения лучей, падающих на линзу параллельно главной оптической оси, и лучей, выходящих из линзы после преломления на двух ее поверхностях.

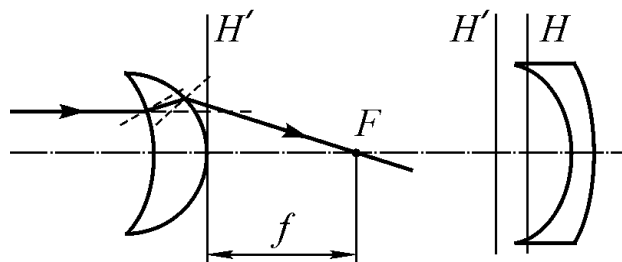


Рис. 1

На рис. 1 H и H' - главные плоскости линзы; f - заднее фокусное расстояние линзы.

Для расчета фокусного расстояния по формуле линзы в отрезках необходимо знать расстояния a_1 и a_2 , отсчитанные от главных плоскостей линзы, положение которых, как правило, неизвестно.

Точным методом определения величины фокусного расстояния линзы является метод Бесселя, который принципиально исключает влияние на результат местоположения главных плоскостей линзы.

Метод Бесселя заключается в следующем: если на оптической скамье расстояние между предметом u и экраном, на котором получается изображение предмета, взято больше четырех фокусных расстояний положительной линзы, то существуют два симметричных положения линзы, при которых на экране получаются четкие изображения предмета (рис. 2). При первом положении линзы на экране получается увеличенное изображение предмета u_1 , при втором

– уменьшенное y_2 . (L – расстояние от предмета до экрана; A – расстояние между двумя положениями линзы).

Выражая отрезки a_1, a_2, a'_1, a'_2 через L и A , пренебрегая отрезком d по сравнению с L и подставляя их в формулу линзы, получаем:

$$f = \frac{L^2 - A^2}{4L}. \quad (1)$$

Как видно из этой формулы, для вычисления фокусного расстояния положительной линзы достаточно знать расстояние от предмета до экрана L и

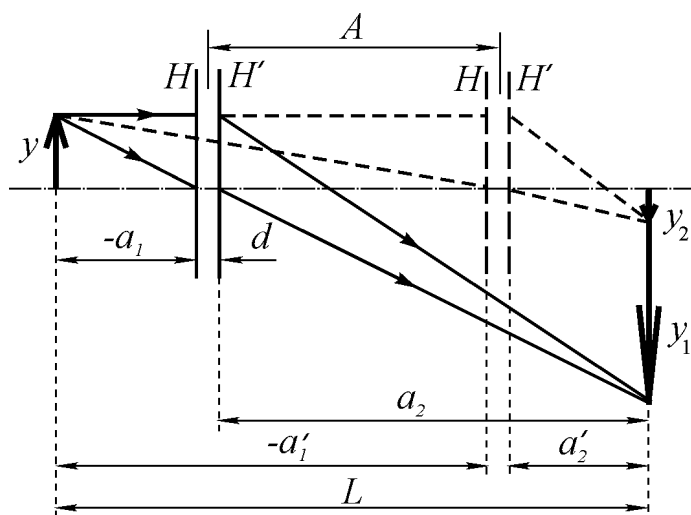


Рис. 2

расстояние между двумя положениями линзы A , которым соответствуют увеличенное и уменьшенное изображения предмета. Значения обоих этих отрезков (A и L) никак не связаны с положением главных плоскостей линзы, что и является главным достоинством метода Бесселя.

Непосредственно с помощью метода Бесселя определить фокусное расстояние отрицательной линзы невозможно, так как такая линза

не дает действительных изображений на экране. Однако если отрицательную линзу вплотную сложить с такой положительной линзой, что они дадут положительную оптическую систему, фокусное расстояние такой системы можно будет определить по методу Бесселя. Оптическая сила системы линз, сложенных вплотную, определяется как сумма оптических сил отдельных линз системы, поэтому

$$\frac{1}{f_{\text{сист}}} = \frac{1}{f_{\text{пол}}} + \frac{1}{f_{\text{отр}}}. \quad (2)$$

Определив по методу Бесселя $f_{\text{пол}}$ и $f_{\text{сист}}$, можно рассчитывать и фокусное расстояние отрицательной линзы $f_{\text{отр}}$.

Описание лабораторной установки.

а) Лабораторная установка с фиксацией объектов на оптической скамье (вариант А):*

Лабораторная установка для определения фокусных расстояний линз размещается на оптической скамье. Предмет представляет собой индекс-

* При домашней подготовке к выполнению лабораторной работы нет необходимости заранее знать, на какой именно из двух описанных установок будет выполняться работа. Характер и количество снимаемых экспериментальных данных одинаков.

стрелку на матовом стекле, которое подсвечивается лампочкой. Положительная и отрицательная линзы закреплены в специальной оправе на рейтере, перемещаемом вдоль рельса оптической скамьи. В ход луча можно вводить либо одну положительную линзу, либо систему из двух линз. На рейтере же закреплен матовый экран, на котором получают изображения светящейся стрелки. Положение элементов схемы на скамье определяется по положению рисок, нанесенных на всех рейтерах, в делениях шкалы, закрепленной на оптической скамье.

б) Лабораторная установка «Омега» с фиксацией объектов между направляющими стержнями (вариант В):

Лабораторная установка для определения фокусных расстояний линз размещается на опорах, жестко фиксирующих три направляющих стержня. Предмет представляет собой два цветных светодиода в единой оправе. Положительная и отрицательная линзы могут фиксироваться между стержнями как по отдельности, так и вместе и перемещаться вдоль направляющих стержней. Стержни в своей средней части для повышения жесткости конструкции фиксируются кольцом. Если при перемещении линз из одного положения в другое, они свободно не проходят сквозь кольцо, их следует вынуть и вновь вставить по другую сторону кольца. При работе с системой линз для правильного определения искомым фокусных расстояний следует располагать линзы на направляющих вплотную так, чтобы их стекла были как можно ближе друг к другу. На одной из опор закреплен белый экран, на котором получают изображения светодиодов в виде тонких окрашенных колец. Положение линз можно определять по краю их оправ в делениях шкалы, закрепленной вдоль стержней (для определенности выбрав для всех измерений либо левый, либо правый край оправ).

Порядок выполнения работы.

а) Вариант А:

1. Поместить в ход луча систему линз и, перемещая ее по оптической скамье, найти два ее положения с координатами x_1 и x_2 , при которых на экране образуются увеличенное и уменьшенное изображения предмета. Записать координаты предмета и экрана по шкале, разность которых определяет расстояние L_1 от предмета до экрана. Отметить и записать положения системы линз x_1 и x_2 по шкале. Последовательно переводя систему из одного положения в другое, повторить измерения обоих положений системы не менее трех раз. Экспериментальные данные оформить в виде таблицы.

2. Вывести из хода луча отрицательную линзу и сделать аналогичные измерения положений для одной собирающей линзы.

3. Переместить экран по оптической скамье в другое положение, отличающееся от первого не менее, чем на 20 см. Записать координаты предмета и экрана по шкале, соответствующие расстоянию L_2 от предмета до экрана. Повторить измерения по п.п. 1 и 2 при новом положении экрана.

б) Вариант В:

1. Зафиксировать между стержнями систему линз и, перемещая ее по оптической скамье, найти два положения x_1 и x_2 , при которых на экране образуются увеличенное и уменьшенное изображения светодиодов. Записать координаты предмета (поверхности светодиодов) и экрана по шкале, разность которых определяет расстояние L_1 от предмета до экрана. Отметить и записать положения системы линз x_1 и x_2 по шкале. Последовательно переводя систему из одного положения в другое, повторить измерения обоих положений системы не менее трех раз. Экспериментальные данные оформить в виде таблицы.

2. Убрать отрицательную линзу и сделать аналогичные измерения положений для одной собирающей линзы.

3. Сдвинуть источник по направляющим в другое положение, отличающееся от первого не менее, чем на 8 см. Записать координаты предмета и экрана по шкале, соответствующие расстоянию L_2 от предмета до экрана. Повторить измерения по п.п. 1 и 2 при новом положении источника.

Обработка результатов измерений.

1. Вычислить расстояния L_1 и L_2 как разности соответствующих координат предмета и экрана.

2. Усреднить значения x_1 и x_2 , соответствующие одним и тем же условиям опыта. В каждом случае по этим средним значениям координат рассчитать расстояние между положениями линзы A .

3. Вычислить фокусное расстояние положительной линзы по формуле (1) дважды при двух значениях L . Сделать то же самое для системы линз.

4. Рассчитать фокусное расстояние отрицательной линзы по формуле (2).

5. Вывести формулы для расчета погрешности определения фокусных расстояний положительной и отрицательной линз и вычислить эти погрешности для одного значения L .

Контрольные вопросы.

1. Что называют фокусом линзы? Сколько фокусов может быть у линзы?
2. Какие линзы называют тонкими?
3. Что понимают под главным фокусным расстоянием линзы, от каких параметров линзы оно зависит?
4. В каком случае изображение, даваемое линзой называют, действительным, а в каком случае – мнимым?
5. Что называют главными плоскостями линзы?
6. В чем заключается метод Бесселя? Каковы его преимущества?
7. Как связаны в общем случае оптическая сила и главное фокусное расстояние линзы?

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ ОПТИЧЕСКОГО СТЕКЛА

Цель работы – определение показателей преломления оптического стекла для различных длин волн и построение кривой дисперсии.

Общие положения

Дисперсией света принято называть зависимость показателя преломления от длины волны или частоты электромагнитных световых колебаний. Это явление объясняется разной фазовой скоростью распространения в веществе световых волн различной длины. Показатель преломления вещества представляет собой отношение фазовой скорости света в вакууме к скорости его в данной среде $n = \frac{c}{v}$. Если скорость света в среде зависит от длины волны, то и показатель преломления среды должен зависеть от длины волны. Дисперсией вещества называют отношение $dn/d\lambda$, где λ - длина волны света в вакууме. Дисперсией обладают практически все прозрачные среды, кроме вакуума, где скорость распространения всех электромагнитных волн любой длины одинакова.

Всякий метод, который применяется для определения показателя преломления (преломление в призмах, полное внутреннее отражение, интерференционные методы), может служить для обнаружения явления дисперсии.

В данной работе измерение показателей преломления производится для органического стекла, имеющего форму призмы. Разложение белого света в спектр при прохождении его через призму вызвано явлением дисперсии. Свет разных длин волн (разного цвета) неодинаково преломляется на границе двух прозрачных сред, так как $n = f(\lambda)$.

Для оптической призмы существует связь угла отклонения лучей призмой от их первоначального направления δ с показателем преломления стекла призмы n , преломляющим углом призмы A и углом падения лучей на призму α . Используя эту зависимость, можно определить показатели преломления вещества призмы. Данный метод и применяется в работе.

При некотором определенном угле падения лучей на призму угол отклонения лучей призмой δ принимает наименьшее значение и носит название угла наименьшего отклонения δ_{min} . В этом случае угол падения лучей на призму α

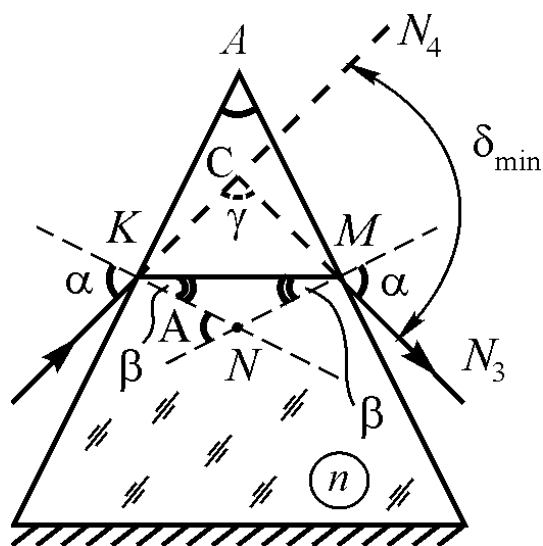


Рис. 1

(рис. 1) равен углу выхода их из призмы, т.е. луч в призме идет параллельно основанию. Установим для этого случая связь n , A и δ_{min} .

Запишем закон преломления света для входной грани призмы $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$. Из рис. 1 видно, что $\beta = A/2$, $\delta_{min} = 180^\circ - \gamma$, $\gamma = 360^\circ - 2\alpha - (180^\circ - A)$ из четырехугольника $NKCM$. $\delta_{min} = 180^\circ - \gamma = 2\alpha - A$. Отсюда $\alpha = \frac{(\delta_{min} + A)}{2}$. Подставляя значения δ и α в закон преломления, получаем

$$n = \frac{\sin \frac{\delta_{min} + A}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

Из формулы видно, что в работе должны быть измерены углы A и δ_{min} для различных длин волн и затем рассчитаны значения показателя преломления.

Описание лабораторной установки.

Измерение углов A и δ_{min} производится с помощью специального оптического прибора, который служит для измерения углов и носит название гониометра. Основными его частями (рис. 2) являются коллиматорная труба K (осветительный коллиматор), зрительная труба N , круговой лимб R с нониусом и измерительный столик T , на который устанавливается призма.

Коллиматор K имеет на одном конце вертикальную щель S регулируемой ширины и объектив O_1 . Щель расположена в фокальной плоскости объектива коллиматора, поэтому осветительный коллиматор дает параллельный пучок лучей, который направляется на призму.

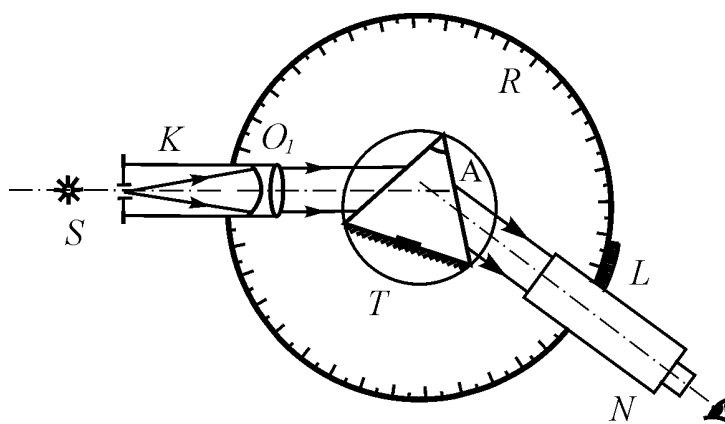


Рис. 2

Зрительная труба N может вращаться вокруг оси гониометра, оставаясь направленной всегда по радиусу кругового лимба R . В окуляре зрительной трубы имеется вертикальный отсчетный индекс (нить), который должен быть отчетливо виден.

Вдоль шкалы лимба вместе со зрительной трубой движется жестко скрепленный с ней нониус L , имеющий 30 делений. Точность нониуса – 1 мин. Перемещая зрительную трубу, нужно добиться совмещения нити окуляра трубы с осью линии спектра и снять угловую координату трубы (и, следовательно, данной спектральной линии) по шкале гониометра и нониусу с точностью до 1 мин. Отсчет целых градусов и полуградусов производить по шкале лимба против нуля лимба. К этому отсчету добавить количество минут,

снятых по шкале нониуса (первое деление нониуса, совпадающее с каким-либо делением шкалы лимба).

Входная щель коллиматора S освещается светом ртутной газоразрядной лампы, линейчатый спектр излучения которой и наблюдается в окуляре зрительной трубы N .

Порядок выполнения работы

1. Включить источник света, осветить входную щель коллиматора и повернуть зрительную трубу так, чтобы ее оптическая ось совпала с осью коллиматора. При этом в поле зрения зрительной трубы появится изображение входной щели коллиматора. Перемещая окуляр зрительной трубы фокусировочным винтом, добиться резкого изображения щели. Поворачивая входную щель коллиматора за ее оправку, установить изображение щели параллельно отсчетной нити зрительной трубы.

2. Определить преломляющий угол A призмы. На столик гониометра поставить призму так, чтобы биссектриса преломляющего угла призмы примерно совпала с осью осветительного коллиматора (рис. 3). Боковые грани призмы в этом положении

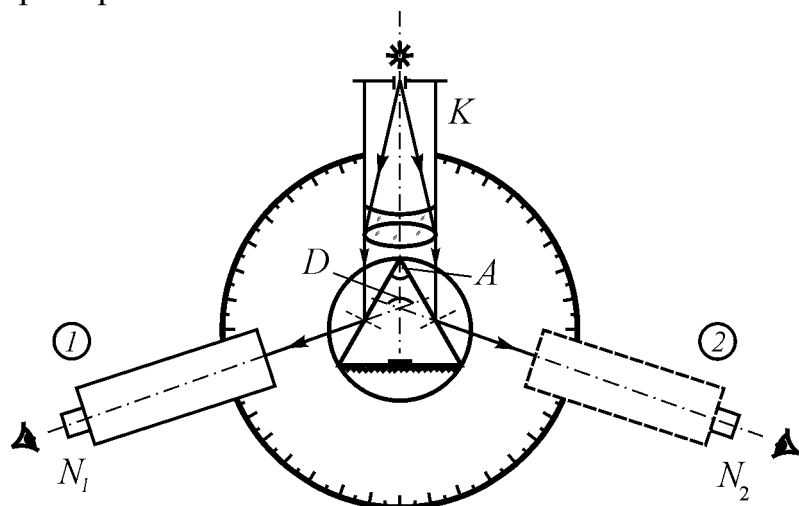


Рис. 3

работают как зеркала. Сначала невооруженным глазом, а затем с помощью зрительной трубы поймать изображение входной щели осветительного коллиматора по направлению отраженных от боковых граней призмы лучей. Поворачивая зрительную трубу, совместить нить окуляра с изображением щели сначала в положении 1, затем 2 и при этом снять

отсчеты по шкале и лимбу гониометра (N_1 и N_2). Легко показать, что при этом положении призмы искомый угол A равен половине угла D ; $D = N_1 - N_2$. Тогда

угол $A = \frac{(N_1 - N_2)}{2}$. Если при перемещении из положения 1 в положение 2

зрительная труба проходит через ноль лимба, тогда угол $A = \frac{360^\circ - (N_1 - N_2)}{2}$.

Преломляющий угол призмы определить не менее трех раз.

3. Измерить углы наименьшего отклонения для различных длин волн спектра ртути: желтая 578; зеленая 546; голубая 491,6; синяя 435,8; фиолетовая 407,8; фиолетовая 404,7 нм.

Прежде всего, необходимо увидеть в зрительную трубу линейчатый спектр паров ртути. Для этого элементы установки расположить в соответствии с рис. 2. Слегка поворачивая столик с призмой и зрительную трубу вблизи

указанных на рисунке положений, добиться четкого изображения линий спектра. Далее повернуть столик с призмой в одном направлении и проследить за движением спектральной линии. Заметить, что при каком-то определенном угле падения луча на призму наблюдаемая спектральная линия останавливается в поле зрения трубы, а затем начинает двигаться в сторону, обратную ее движению, до остановки. Положение спектральной линии в момент остановки соответствует углу наименьшего отклонения луча δ_{min} . Совместить отсчетную нить окуляра зрительной трубы с линией спектра в положении минимального отклонения. Затем, слегка поворачивая столик, проверить еще раз, что изменение направления движения линии происходит точно на нити. Снять отсчет по лимбу и нониусу зрительной трубы N_3 . Эти измерения произвести аналогичным образом для всех линий спектра ртути не менее трех раз.

Получив отсчеты для отклоненных призмой лучей, измерить угловую координату лучей, падающих на призму. Для этого снять призму со столика гониометра и повернуть зрительную трубу так, чтобы увидеть белое изображение входной щели коллиматора. Совместив отсчетную нить зрительной трубы с белым изображением щели, снять отсчет N_4 , тогда угол δ_{min} для любой спектральной линии:

$$\delta_{min} = N_3 - N_4 \text{ (см. рис. 1)}$$

4. По измеренным в опыте углам A и δ_{min} вычислить показатели преломления оптического стекла призмы для шести значений длин волн. Показатель преломления считать до тысячных долей.

5. Построить график, изображающий дисперсию света в оптическом стекле призмы, т.е. $n = n(\lambda)$.

6. Вывести формулу погрешности для показателя преломления стекла и по ней рассчитать относительную и абсолютную ошибки расчета показателя преломления стекла для зеленой линии ртути ($\lambda = 546$ нм).

7. Рассчитать дисперсию оптического стекла в желто-зеленой и сине-фиолетовой областях спектра по формуле $D = \Delta n / \Delta \lambda$.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дисперсии?
2. Что понимают под нормальной и аномальной дисперсией?
3. Изобразите качественно вид зависимости показателя преломления вещества от длины волны в случае нормальной дисперсии.
4. Изобразите качественно вид зависимости угла отклонения луча призмой от угла падения его на призму.
5. Всегда ли луч внутри призмы идет параллельно основанию?
6. Одинаковы ли дисперсия красного и синего излучения в стекле? Как это отражается на призматическом спектре?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы – определение длины световой волны по интерференционной картине, получаемой с помощью бипризмы Френеля.

Общие положения

Под интерференцией света понимают пространственное перераспределение энергии при суперпозиции электромагнитных волн видимого диапазона.

Необходимым условием интерференции световых волн является их когерентность. Когерентность – это согласованность в протекании колебательных процессов. Практически для получения когерентных световых

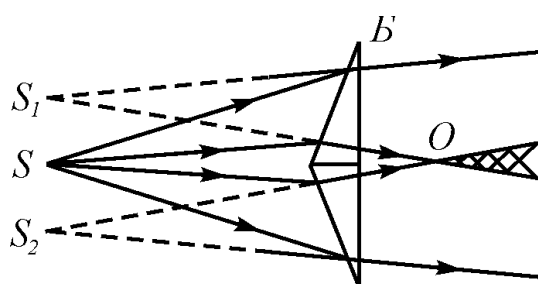


Рис. 1

волн при наблюдении двухлучевой интерференции поступают следующим образом: световой пучок от одного источника, разделяют тем или иным способом на два пучка, «идущие» разными путями в одну и ту же область пространства, где и наблюдается интерференция. В данном опыте интерференционную картину можно получить, имея источник света S (Рис. 1), свет от которого, проходя через бипризму B и преломляясь, даёт два мнимых центра излучения S_1 и S_2 . Так как центры излучения являются изображениями

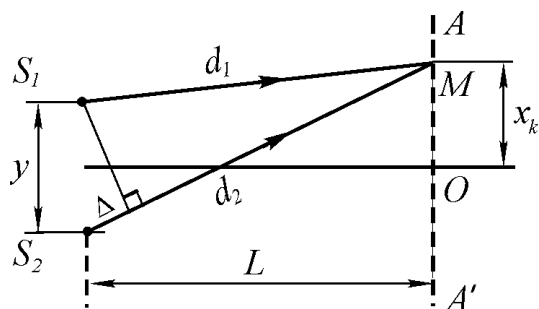


Рис. 2

одного источника, то они когерентны и в заштрихованной зоне за бипризмой дают интерференционную картину. В данном опыте интерференционная картина представляет собой систему чередующихся светлых и темных полос, параллельных ребру бипризмы.

Всякую реальную интерференционную схему, полученную методом деления волнового фронта, можно свести к эквивалентной, более простой схеме, известной под названием схемы Юнга. Данная схема изображена на рис. 2, где S_1 и S_2 – два когерентных источника света; AA' – экран, на котором наблюдается интерференционная картина; $(d_2 - d_1)$ – разность хода двух лучей, приходящих в точку M на экране. Если в разности хода укладывается целое число длин волн, т.е. $\Delta = k\lambda$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, то в результате сложения этих двух волн в точке наблюдения образуется интерференционный максимум. Из

геометрии рис. 2 видно, что при $y \ll L$ выполняется соотношение $\frac{x_k}{L} = \frac{\Delta}{y}$.

Таким образом, расстояние от k -й светлой полосы до центральной, проходящей через точку O , определяется из условия $x_k = \frac{L \cdot \Delta}{y} = \frac{L}{y} k \lambda$. Эта формула

справедлива в предположении, что x_k и y очень малы по сравнению с L . Найдём расстояние между соседними светлыми полосами (период картины):

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{L}{y} \lambda (k+1) - \frac{L}{y} k \lambda = \frac{L}{y} \lambda, \quad (1)$$

отсюда:
$$\lambda = \frac{y}{L} \Delta x, \quad (2)$$

где y – расстояние между вторичными источниками S_1 и S_2 , а L – расстояние от плоскости с источниками до плоскости наблюдения интерференционной картины. Полученная формула (2) служит основой для определения длины световой волны.

Однако, если величина Δx определяется в опыте непосредственно путем измерения наблюдаемой интерференционной картины с помощью окулярного микрометра, то нахождение величин y и L прямыми измерениями в данной интерференционной схеме невозможно. Это объясняется тем, что мы имеем дело с *мнимыми* источниками. Следовательно, приходится прибегать к косвенному методу. В данном случае как вспомогательный используется метод Бесселя (см. лабораторную работу №3). Для реализации последнего между бипризмой и окулярным микрометром ставят положительную линзу, фокусное расстояние которой f меньше четверти расстояния L . Согласно методу Бесселя, если на оптической скамье расстояние между предметом и плоскостью наблюдения, в которой получается изображение предмета, взято больше четырех фокусных расстояний положительной линзы, то существуют два симметричных положения линзы, при которых на экране получают четкие изображения предмета. При первом положении линзы на экране получается увеличенное изображение предмета, при втором – уменьшенное.

На рис. 3 представлена реальная схема установки, где y_1^I – расстояние между действительными изображениями источников, которые получаются в фокальной плоскости окулярного микрометра, когда линза находится в положении I. Если линза находится в положении II, расстояние между изображениями источников – y_2^{II} . Так как в обоих случаях изображения *действительные*, то расстояния между ними y_1^I и y_2^{II} доступны прямому измерению.

Геометрия рисунка позволяет установить соотношения: $l_1 = l_2'$, $l_2 = l_1'$. Так как расстояние между мнимыми источниками равно y , то линейное увеличение этого отрезка, даваемое линзой,

$$\text{в положении I: } \beta_1 = \frac{y_1^I}{y} = \frac{l_1'}{l_1} = \frac{l_1'}{l_2};$$

в положении II: $\beta_2 = \frac{y_2^{\text{II}}}{y} = \frac{l_2'}{l_2} = \frac{l_2'}{l_1'}$,

отсюда: $y = \sqrt{y_1^{\text{I}} \cdot y_2^{\text{II}}}$. (3)

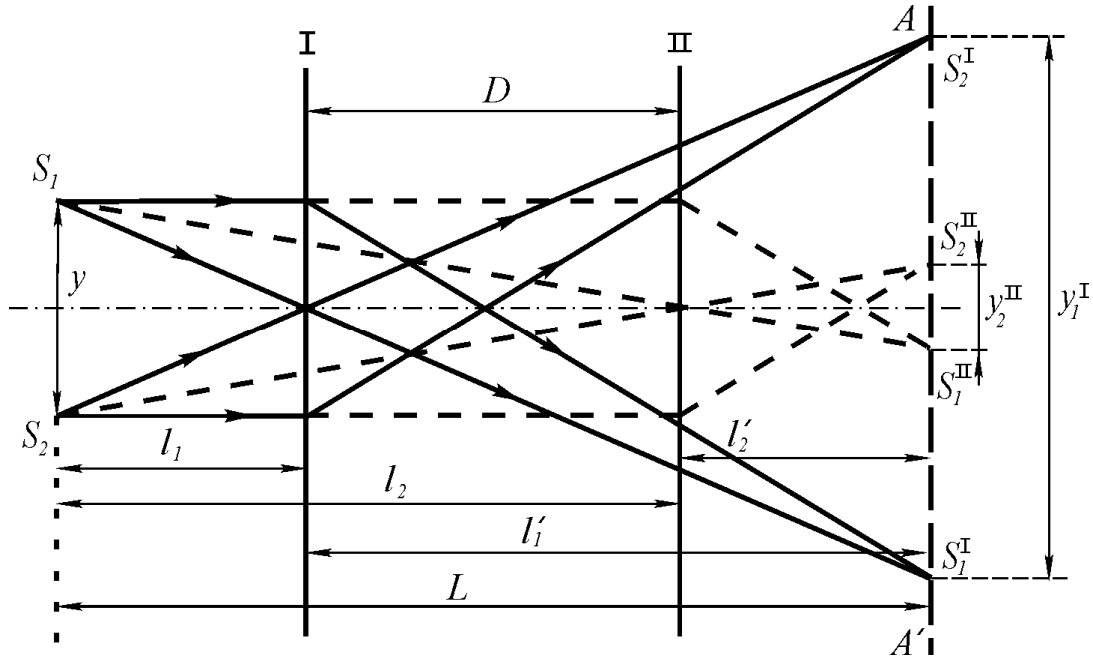


Рис. 3

Рассмотрев геометрию хода лучей, показанных на рис. 3, можно получить следующее соотношение:

$$L = D \frac{\sqrt{y_1^{\text{I}} + \sqrt{y_2^{\text{II}}}}{\sqrt{y_1^{\text{I}} - \sqrt{y_2^{\text{II}}}}}, \quad (4)$$

где D – расстояние между положениями линзы I и II. Подставив выражения (3) и (4) в формулу (2), получаем рабочую формулу для определения длины световой волны источника в данном опыте:

$$\lambda = \frac{\sqrt{y_1^{\text{I}} \cdot y_2^{\text{II}}}}{D} \cdot \frac{\sqrt{y_1^{\text{I}} - \sqrt{y_2^{\text{II}}}}{\sqrt{y_1^{\text{I}} + \sqrt{y_2^{\text{II}}}}} \cdot \Delta x \quad (5)$$

Описание лабораторной установки.

Источником света служит ртутная лампа, установленная на оптической скамье. Перед лампой на скамье размещают щелевую диаграмму, светофильтр, бипризму. Интерференционную картину наблюдают с помощью окулярного микрометра, укрепленного в рейтере и установленного на оптической скамье. Кроме того, в работе используется оптическая линза, помещаемая между бипризмой и микрометром.

Ширина интерференционной полосы величина Δx и расстояния между действительными изображениями источников y_1^{I} и y_2^{II} определяются в работе с

помощью окулярного микрометра. Вид поля зрения окулярного микрометра и барабана микрометрического винта изображен на рис. 4. На этом рисунке: 1 – неподвижная шкала целых делений, 2 – визирное перекрестие; 3 – указатель в виде двойной риски, сопряженный с перекрестием; 4 – барабан микрометрического винта. В качестве примера рассматриваемого изображения в поле зрения показана интерференционная картина, получаемая в данном опыте.

В фокальной плоскости окулярного микрометра расположена неподвижная шкала из 8 делений. В этой же плоскости расположено подвижное перекрестие с жестко связанным с ним указателем (двойной риской). При вращении микрометрического винта перекрестие перемещается в поле зрения по изображению объекта, а двойная риска одновременно движется по шкале целых делений. Поверхность барабана разделена на 100 делений, соответственно, поворот барабана на одно такое деление перемещает перекрестие на 0,01 от деления шкалы, видимой в окуляре. Полный отсчёт окулярного микрометра, складывается из отсчётов целых по шкале в окуляре и сотых по барабану винта. Например, на рис. 4 изображено положение перекрестия, отвечающее отсчету 2,65 деления. Цену деления микрометра, используемого в работе смотреть на рабочем месте.

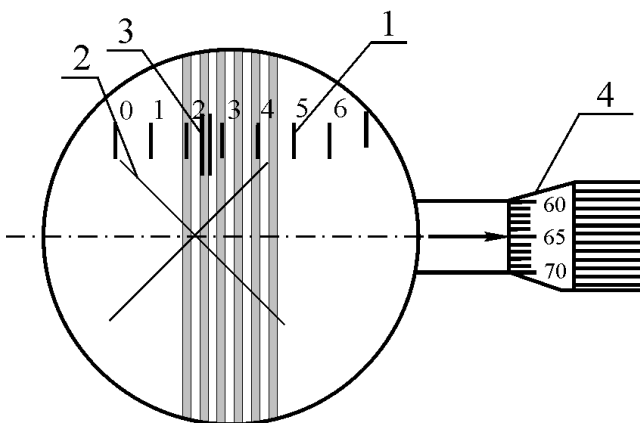


Рис. 4

Порядок выполнения работы.

1. Придвинуть светофильтр, бипризму и окулярный микрометр вплотную к щелевой диаграмме. (Линза в первой части опыта не используется и должна быть снята со скамьи).

2. Поворачивать (глядя в окуляр микрометра) оправку с бипризмой вокруг оси, параллельной оптической скамье, до появления чёткой картины интерференции. (Интерференционная картина наблюдается достаточно чётко при условии параллельности щели, имеющей оптимальную ширину, и ребра тупого угла бипризмы).

3. Отодвинуть окулярный микрометр по оптической скамье на расстояние не менее 700 мм от бипризмы. Если при этом перемещении интерференционная картина уходит из поля зрения влево или вправо, то, передвигая бипризму с помощью специального винта, установленного в основании рейтера с бипризмой, вывести интерференционную картину в центр поля зрения.

4. Приступить к измерению ширины интерференционной полосы Δx . Для повышения точности результатов измерения рекомендуется определять ширину

не одной, а нескольких подряд полос. Для этого, вращая микрометрический винт, навести перекрестие нитей окулярного микрометра на произвольно выбранную тёмную (или светлую) полосу и записать показания по шкале и барабану, затем сместить перекрестие на n (пять-десять) тёмных (или светлых) полос и снова записать показания окулярного микрометра. Разность двух отсчётов даёт величину δ . Значение Δx определяется из соотношения $\Delta x = \frac{\delta}{n}$.

Снимать измерения следует, вращая барабан окулярного микрометра строго в одну сторону (для исключения свободного хода).

Измерения повторить не менее пяти раз, n можно придавать разные значения.

5. Определить величины y_1^I и y_2^{II} , а также расстояние D . Для этого между бипризмой и окулярным микрометром поставить положительную линзу. Для соблюдения условий реализации метода Бесселя положение окулярного микрометра во время всего опыта не меняется.

Расстояния y_1^I и y_2^{II} измеряются окулярным микрометром (методом, аналогичным измерению Δx). Перемещая по оптической скамье линзу в пределах расстояния от бипризмы до микрометра, найти такое ее положение, при котором в поле зрения микрометра видно отчетливое увеличенное изображение источников S_1^I и S_2^I (соответствует положению I линзы на рис. 3). Наводя перекрестие нитей окулярного микрометра сначала на одно, затем на другое изображение, записать их координаты в делениях шкалы микрометра. Повторить эти измерения три раза. Также записать координату этого положения линзы по оптической скамье (в мм).

Передвинуть линзу до обнаружения отчетливого уменьшенного изображения источников S_1^{II} и S_2^{II} (соответствует положению II линзы на рис. 3), и провести аналогичные измерения расстояний между изображениями. Также записать координату этого положения линзы по оптической скамье (в мм).

6. По измерениям п.4 найти среднее значение ширины интерференционной полосы Δx и её погрешность (в делениях).

7. По измерениям п.5 найти значения расстояний между изображениями источников y_1^I (и усреднить по трем измерениям) и y_2^{II} (аналогично усреднить) для из каждого из соответствующих положений линзы. По разности координат двух положений линзы определить расстояние D между ними. Также рассчитать погрешность определения величин y_1^I и y_2^{II} . Погрешность расстояния D учесть как приборную.

8. Произвести расчет длины световой волны источника по формуле (5). При этом учесть перевод делений окулярного микрометра в мм.

9. Вывести формулу для оценки погрешности $\Delta \lambda$. Окончательный результат записать с вычисленной погрешностью.

Контрольные вопросы

1. Какие источники называются когерентными, и как их можно получить?
2. В чем отличие понятий геометрической и оптической разности хода при интерференции.
3. Сформулировать условия максимумов и минимумов при интерференции в выражении через разность хода и разность фаз.
4. Что такое ширина интерференционной полосы?
5. Как изменится вид интерференционной картины в данном опыте при увеличении длины волны света, с которым проводится опыт?
6. Как изменится вид интерференционной картины в данном опыте, если немного увеличить преломляющий угол бипризмы?
7. По имеющимся экспериментальным и расчетным данным выполнить оценку величины преломляющего угла бипризмы. Почему он должен быть весьма мал?
8. Почему в данном опыте невозможно прямо измерить расстояние между источниками S_1 и S_2 ?
9. В чём заключается метод Бесселя, и как он используется в данной работе?
10. Почему наблюдаемая интерференционная картина размывается от центра к краям?
11. Почему при работе с окулярным микрометром необходимо вращать барабан строго в одну сторону?
12. Измерения какой величины внесли наибольший вклад в погрешность определения длины световой волны?

Лабораторная работа №7а.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ОПЫТА ЮНГА

Цель работы – определение длины световой волны по интерференционной картине от двух щелей.

Общие положения

Под интерференцией света понимают пространственное перераспределение энергии при суперпозиции электромагнитных волн видимого диапазона. Необходимым условием интерференции любых волн является их когерентность. Когерентность - это согласованность в протекании колебательных процессов. Необходимая согласованность заключается, прежде всего, в постоянстве разности фаз волн, приходящих в данную точку пространства. Из-за значительной степени некогерентности обычных источников это условие невыполнимо для волн, испускаемых двумя независимыми источниками. Поэтому обычно для получения когерентных световых волн при наблюдении двухлучевой интерференции поступают следующим образом: световой пучок от одного источника, разделяют тем или иным способом на два пучка, «идущие» разными путями в одну и ту же область пространства, где и наблюдается интерференция.

Различают два основных метода получения интерферирующих пучков: метод деления волнового фронта и метод деления амплитуды. Из-за малости длин волн видимого света и требований пространственной когерентности наблюдение интерференции света методом деления волнового фронта сопряжено с определенными сложностями. Один из первых успешных экспериментов, демонстрирующих двухлучевую интерференцию методом деления волнового фронта, был осуществлен Томасом Юнгом в начале XIX века. Схема опыта Юнга изображена на рис. 1. Яркий пучок солнечных лучей падает по нормали на экран A с малым отверстием S . Прошедший через отверстие свет образует расходящийся пучок, который падает на второй экран B с двумя малыми отверстиями S_1 и S_2 , расположенными близко друг к другу. Эти отверстия равноудалены от S и действуют как вторичные синфазные источники. Исходящие от них волны, перекрываясь, создают интерференционную картину, наблюдаемую на удаленном экране C . Измеряя ширину интерференционных полос, Юнг в 1802 г. определил длины световых волн разных цветов, хотя эти измерения и не были достаточно точными.

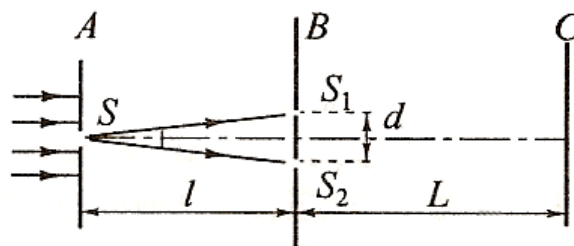


Рис. 1.

В данной лабораторной работе источником служит лазер, обладающий по сравнению с обычными источниками высокой степенью монохроматичности и большой яркостью. Это позволяет наблюдать значительное количество интерференционных полос. Кроме того, лазерное излучение является пространственно когерентным по всему сечению пучка, поэтому, если ширины пучка хватает, чтобы одновременно осветить оба отверстия S_1 и S_2 , то можно обойтись без первого экрана с отверстием S . Для увеличения яркости наблюдаемой интерференционной картины вместо точечных отверстий в качестве S_1 и S_2 в данной работе используются узкие длинные параллельные друг другу щели.

Найдем связь периода интерференционной картины с длиной волны в опыте Юнга. На рисунке 2 изображен ход интерферирующих лучей от источников S_1 и S_2 до точки наблюдения P . Обозначим: d – расстояние между источниками S_1 и S_2 , L – расстояние от источников до плоскости наблюдения интерференционной картины, x – расстояние от точки P до центра O' интерференционной картины.

Обычно интерферирующие лучи идут под малыми углами к оси системы OO' , угол $\theta = 1$, и для него справедливо соотношение $\theta \approx x/L$. В этом случае разность хода $\Delta = r_2 - r_1$ можно выразить как

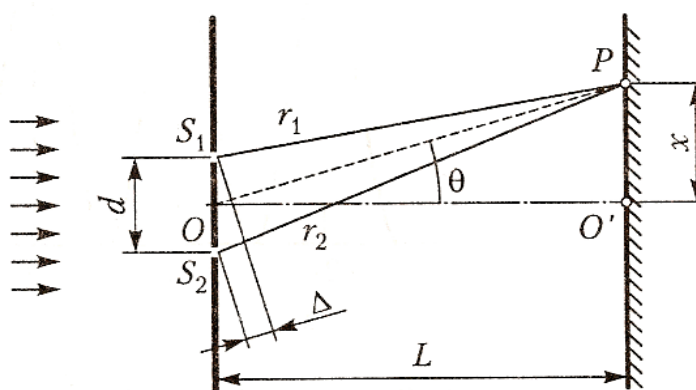


Рис. 2.

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx d \frac{x}{L}. \quad (1)$$

При выполнении условия

$$\Delta = k\lambda, \quad (2)$$

где k – любое целое число, λ – длина волны света, в точке P наблюдается интерференционный максимум. Если же

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad (3)$$

то в точке P наблюдается минимум.

Шириной интерференционной полосы (периодом интерференционной картины) называют расстояние между соседними максимумами или минимумами. В данной лабораторной работе период картины определяется по расстоянию между минимумами, поскольку их положения фиксируются точнее. Сравнивая выражения (1) и (3), находим координаты минимумов в плоскости $O'P$:

$$x_k = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \frac{L}{d}. \quad (4)$$

Отсюда для ширины полосы получаем:

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda}{d} \cdot L. \quad (5)$$

Для проверки формулы (5) и увеличения точности определения длины волны период Δx измеряется при нескольких расстояниях L . Как видно из уравнения (5), зависимость Δx от L является линейной, а коэффициент наклона графика этой зависимости $K = \frac{\lambda}{d}$. Построив экспериментальный график Δx от L , можно убедиться в том, что зависимость действительно линейна, а по коэффициенту наклона получившейся прямой и известному значению d определить длину волны.

Описание лабораторной установки.

Источником света служит газовый или полупроводниковый лазер. В роли вторичных источников S_1 и S_2 выступают пары щелей (штрихов) на учебно-демонстрационном объекте МОЛ-1. Объект представляет собой круглую стеклянную пластинку с непрозрачным покрытием и выполненными по фотолитографической технологии прозрачными структурами. Структуры расположены на объекте концентрическими рядами. Пары щелей, использование которых предусмотрено в работе, расположены во внешнем ряду. Основная часть объекта со стороны источника закрыта бумажной маской во избежание случайного попадания в световой пучок соседних близко расположенных структур и искажения в результатах измерений. Интерференционную картину наблюдают на экране, закреплённом позади объекта на оптической скамье. Для определения положений минимумов на экране необходимо закрепить лист миллиметровой бумаги.

На занятие необходимо принести один лист миллиметровой бумаги размера А4 на бригаду.

Координаты объекта и экрана измеряются по шкале на оптической скамье.

Расстояния d между парами щелей определяются с помощью микроскопа, снабженного окулярным микрометром. Вид поля зрения окулярного микрометра и барабана микрометрического винта изображен на рис. 3. На этом рисунке: 1 – неподвижная шкала целых делений, 2 – визирное перекрестие; 3 – указатель в виде двойной риски, сопряженный с перекрестием; 4 – барабан микрометрического винта.

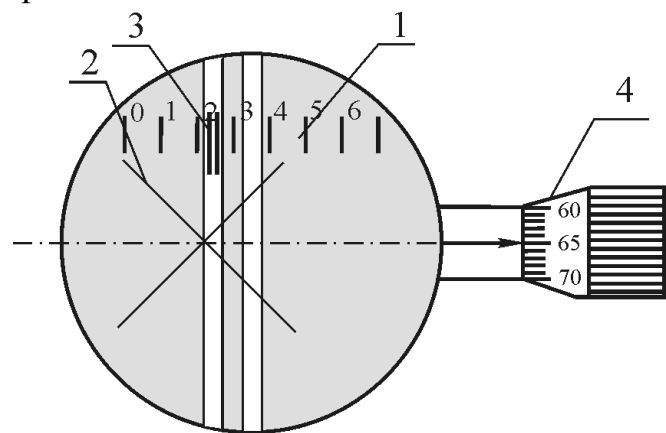


Рис. 3.

Окулярный винтовой микрометр служит для измерения линейных размеров объектов, рассматриваемых в микроскоп. В фокальной плоскости окулярного микрометра расположена неподвижная шкала из 8 делений. В этой

же плоскости расположено подвижное перекрестие с жестко связанным с ним указателем (двойной риской). При вращении микрометрического винта перекрестие перемещается в поле зрения по изображению объекта, а двойная риска одновременно движется по шкале целых делений. Поверхность барабана разделена на 100 делений, соответственно, поворот барабана на одно такое деление перемещает перекрестие на 0,01 от деления шкалы, видимой в окуляре. Полный отсчёт окулярного микрометра складывается из отсчётов целых по шкале в окуляре и сотых по барабану винта. Например, на рисунке 3 изображено положение перекрестия, отвечающее отсчету 2,65 деления. Цена целого деления микрометра для микроскопа, используемого в работе равна $(0,100 \pm 0,001)$ мм.

Порядок выполнения работы.

1. Записать координату $X_э$ экрана по шкале оптической скамьи. Закрепить лист миллиметровой бумаги на экране. Включить лазер.

2. Расположить оправу с объектом МОЛ-1 на расстоянии 20-30 см от экрана, бумажной маской в сторону источника. Вращением объекта вокруг горизонтальной оси, ввести одну из пар щелей в световой пучок.

3. Добиться получения интерференционной картины на экране в виде полосы из максимумов и минимумов интенсивности. При необходимости отрегулировать высоту крепления объекта и источника света. Поправить лист миллиметровой бумаги на экране так, чтобы полоска максимумов и минимумов располагалась вдоль одной из линий координатной сетки. Отметить тонким карандашом 5–10 последовательных минимумов так, чтобы расстояние между крайними отметками составляло не меньше 30 мм. Чем больше это расстояние, тем меньше будет относительная погрешность в определении ширины интерференционной полосы. Рядом с отметками записать номер пары щелей (указан на бумажной маске на объекте) и координату $X_о$ плоскости щелей.

4. Последовательно сдвигая объект со щелями в сторону источника на отрезки длиной по 5-10 см, повторить измерения п.3 для той же пары щелей при 4-6 разных расстояниях от щелей до экрана.

5. Повернув объект, ввести другую пару щелей в световой пучок. Повторить п.п. 2-4 для этой пары щелей.

6. По указанию преподавателя провести измерения п.п. 2-4 для третьей и четвертой пары щелей.

7. Для измерения расстояния d между щелями аккуратно снять оправу с объектом и поместить ее

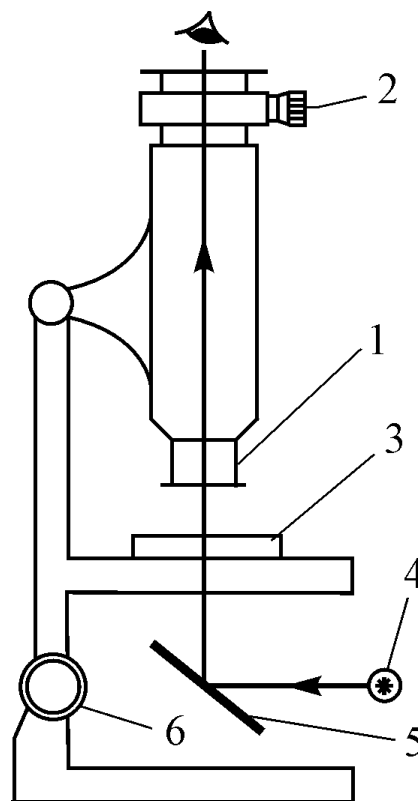


Рис. 4

на предметный столик микроскопа. На рис. 4: 1 – тубус микроскопа, 2 – микрометрический винт, 3 – объект, 4 – подсветка, 5 – зеркало, 6 – ручки вертикального смещения тубуса (фокусировка). Включить лампу подсветки. Предметный столик имеет центральное отверстие для подсветки исследуемого объекта снизу, наблюдение ведется на просвет. Зеркало, закрепленное под столиком, отражает лучи от лампы подсветки вертикально вверх на объект. Вращая ручки фокусировки, получить четкое изображение щелей в поле зрения микроскопа. Важно!: при этом надо следить, чтобы при смещении тубуса вниз объектив микроскопа не уперся в объект во избежание повреждения последнего. Повернуть объект в поле зрения так, чтобы рассматриваемые щели были параллельны двойной риске окулярного микрометра. Измерить координаты Y_1 и Y_2 левых краев каждой из щелей. Описание шкал микрометра см. выше в разделе «Описание лабораторной установки». При наведении перекрестия на края щелей барабан окулярного микрометра необходимо вращать в одну и ту же сторону (для исключения свободного хода). Повторить не менее 3 раз измерения координат Y_1 и Y_2 для каждой пары щелей, использованных ранее в опыте. Вернуть оправу с объектом на оптическую скамью.

8. По измерениям п.7 для каждой пары щелей найти среднее значение расстояния между щелями: $d = Y_2 - Y_1$ и его погрешность Δd .

9. Для каждого измерения п.2 вычислить расстояние между объектом и экраном: $L = X_9 - X_0$. По отметкам на миллиметровой бумаге измерить расстояние l между крайними штрихами в каждом ряду и, разделив его на число полос k , получить значение периода картины Δx .

10. Для каждой пары щелей построить график зависимости ширины Δx интерференционной полосы от расстояния L между щелями и плоскостью экрана. По коэффициенту наклона K аппроксимирующей прямой и расстоянию d между щелями определить длину волны источника: $\lambda = K \cdot d$. Найти среднее значение $\bar{\lambda}$ длины волны по всем измерениям.

11. Для одного из графиков в п.10 рассчитать погрешность наклона ΔK и, исходя из нее и погрешности расстояния Δd для соответствующей пары щелей, найти погрешности $\Delta \lambda$.

12. Результат представить как среднее значение $\bar{\lambda}$ с найденной в п. 11 погрешностью $\Delta \lambda$.

Контрольные вопросы

1. Что понимают под монохроматической волной?
2. Какие источники называются когерентными, и как их можно получить?
3. В чем отличие понятий геометрической и оптической разности хода при интерференции?
4. Сформулировать условия максимумов и минимумов при интерференции в выражении через разность хода и разность фаз.
5. Что такое ширина интерференционной полосы?
6. Как найти разность хода интерферирующих лучей в опыте Юнга?

7. Как изменяется вид интерференционной картины в опыте Юнга при уменьшении расстояния между отверстиями S_1 и S_2 ?
8. Как изменяется вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении расстояния между плоскостью с отверстиями S_1 и S_2 и плоскостью наблюдения интерференции?
9. Как изменится вид интерференционной картины в опыте Юнга при увеличении длины волны света, с которым проводится опыт?
10. Что такое степень монохроматичности излучения?
11. Что называется условием временной когерентности для наблюдения интерференции?
12. Что такое порядок интерференционной полосы?
13. Зачем была нужна первая щель в опыте Юнга?
14. Что такое радиус когерентности излучения? При каком условии на радиус когерентности излучения можно наблюдать интерференцию в опыте Юнга?

Лабораторная работа № 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ КОЛЕЦ НЬЮТОНА.

Цель работы – определение радиуса кривизны плоско-выпуклой линзы с помощью интерференционной картины колец Ньютона.

Общие положения.

Если взять систему, состоящую из плоско-выпуклой линзы большого радиуса кривизны, которая выпуклой поверхностью лежит на плоскопараллельной стеклянной пластине, то при освещении этой системы пучком монохроматического света около точки касания (точки O на рис. 1) будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных колец.

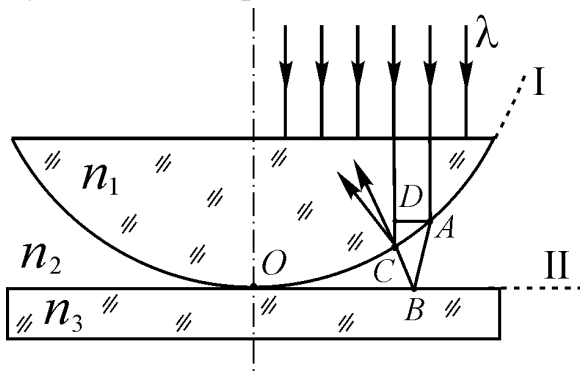


Рис. 1

Монохроматический свет, падая на плоскую поверхность линзы, испытывает преломление и отражение на каждой из границ раздела. Интерференционная картина в отраженном свете будет наблюдаться на выпуклой поверхности линзы (граница раздела I) за счет интерференции лучей, отразившихся от

границ раздела I и II. Ход лучей, дающих интерференционную картину в отраженном свете, показан на рис. 1 (при нормальном падении лучей на линзу). Результат интерференции в точке C зависит от оптической разности хода лучей, приходящих в нее.

Оптическая разность хода лучей равна разности оптических длин пути лучей, встречающихся с точке C : $\Delta = (d_1 - d_2)$, где $(d_1) = (AB + BC) \cdot n_2 + \frac{\lambda}{2}$ и $(d_2) = DC \cdot n_1$.

Выражения для (d_1) и (d_2) записаны при $n_1 > n_2 < n_3$. В этом случае в точке B при отражении луча от оптически более плотной среды происходит изменение фазы отраженного луча на π (потеря $\frac{\lambda}{2}$ в длине хода луча):

Тогда:

$$\Delta = (AB + BC) \cdot n_2 - DC \cdot n_1 + \frac{\lambda}{2}.$$

При нормальном падении лучей на систему, большом радиусе кривизны и, соответственно, малой толщине зазора можно считать $AB = BC = h$, $DC = 0$.

$$\Delta = 2hn_2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

Условие образования интерференционного минимума, т.е. темного кольца, возникающего на толщине зазора h , можно записать в виде $2hn_2 + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ или:

$$2hn_2 = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

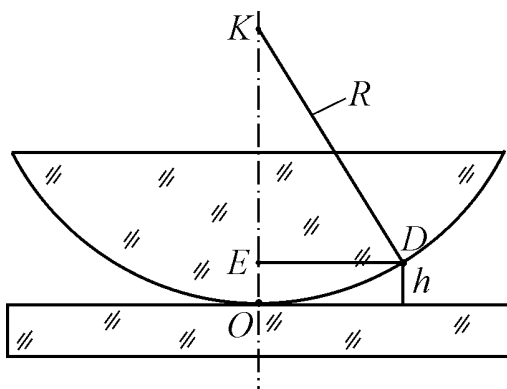


Рис. 2

Толщина зазора на определенном расстоянии от точки касания зависит от радиуса кривизны линзы. Найти эту связь можно из прямоугольного $\triangle KDE$ (рис. 2): $r_k^2 = R^2 - (R-h)^2$. Учитывая, что $h \ll R$, получим: $r_k^2 = 2Rh$. (3)

Из последнего выражения $h = \frac{r_k^2}{2R}$.

Результат интерференции неизменен там, где неизменна оптическая разность хода. В данной системе постоянная по величине разность хода располагается по окружностям (толщина зазора h неизменна по окружностям). Поэтому интерференционная картина имеет форму концентрических темных и светлых колец с центром в точке касания линзы и пластины (полосы равной толщины).

Выразим h из формулы (2) и подставим в выражение (3). Тогда получим для r_k^2 :

$$r_k^2 = \frac{k\lambda R}{n_2} \quad \text{или} \quad r_k^2 = k\lambda R, \quad (4)$$

если между линзой и пластиной воздушный зазор ($n_2 \approx 1$).

Вследствие упругой деформации стекла и возможного попадания пыли в точку контакта между линзой и пластиной невозможно добиться идеального соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластиной, поэтому результат будет более правильным, если вычислять радиус кривизны линзы по разности квадратов радиусов двух темных колец r_m и r_n . Тогда окончательная расчетная формула примет вид:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m-n)\lambda}. \quad (5)$$

Пользуясь этим выражением, измерив радиусы темных колец Ньютона и зная λ , можно рассчитать искомый радиус кривизны линзы.

Описание лабораторной установки

Система для наблюдения интерференционной картины и измерения радиусов колец Ньютона представлена на рис. 3, где 1 – оптический микроскоп; 2 – окулярный винтовой микрометр; 3 – стеклянная пластинка, укрепленная под углом 45° к оси системы; 4 – источник света – натриевая лампа, дающая монохроматический свет с длиной волны 589,3 нм; 5 – линза, радиус кривизны

которой определяется в работе, 6 – ручки вертикального смещения тубуса (фокусировка).

Лучи от источника света 4, частично отраженные пластиной 3, падают на систему линза–пластина и интерферируют. Полученная картина интерференции рассматривается в отраженных лучах в микроскоп 1.

Диаметры тонких колец Ньютона следует определять с помощью окулярного винтового микрометра, служащего для измерения линейных размеров малых объектов. Устройство окулярного микрометра показано на рис. 4: 1 – неподвижная шкала целых делений, 2 – перекрестие, 3 – двойная риска, 4 – барабан микрометрического винта. В фокальной плоскости окулярного микрометра расположена неподвижная шкала из 8 делений, каждое деление которой для данного микрометра равно $(0,266 \pm 0,002)$ мм. В этой же плоскости расположено подвижное перекрестие с совмещенной с ним двойной рисккой. При вращении микрометрического винта перекрестие перемещается в поле зрения по изображению объекта, а двойная риска синхронно движется по шкале целых делений. Полный отсчёт по шкалам окулярного микрометра, складывается из отсчётов целых по неподвижной шкале и сотых по барабану винта.

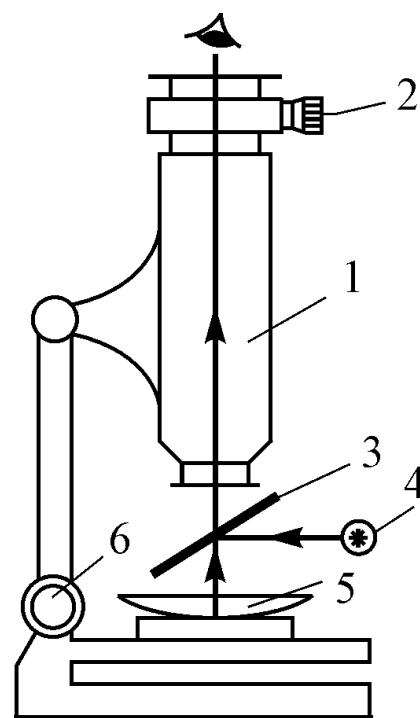


Рис. 3

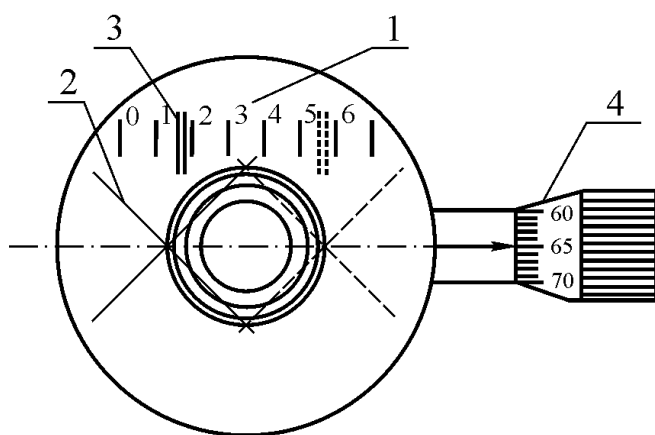


Рис. 4

При вращении микрометрического винта перекрестие перемещается в поле зрения по изображению объекта, а двойная риска синхронно движется по шкале целых делений. Поверхность барабана разделена на 100 делений, соответственно каждое такое деление есть 0,01 от целого деления шкалы в поле зрения. Один оборот барабана соответствует смещению двойной риски на одно целое деление. Полный отсчёт по шкалам окулярного микрометра, складывается из отсчётов целых по неподвижной шкале и сотых по барабану винта.

Порядок выполнения работы

1. Установить систему линза–пластина на столике микроскопа. Настроить микроскоп и осветительную пластину так, чтобы была видна четкая интерференционная картина колец.

2. Настроить окулярный микрометр так, чтобы основная шкала и перекрестие были видны резко.

3. Вращая барабан окулярного микрометра, измерять координаты левой и правой границ четырех темных колец Ньютона вдоль их диаметра. Снимать измерения следует, вращая барабан окулярного микрометра строго в одну сторону (для исключения свободного хода). Измерения провести не менее трех

раз. Полученные результаты усреднить, рассчитать диаметры, затем радиусы колец сначала в делениях шкалы окулярного микрометра, потом в миллиметрах. Для двух пар радиусов колец (например, второго и пятого, третьего и шестого) дважды рассчитать по окончательной формуле радиус кривизны линзы. Результат представить как среднее значение рассчитанных радиусов с ошибкой, полученной по формуле погрешности для одного из значений радиуса линзы.

Контрольные вопросы

1. Показать ход лучей через данную систему, дающих интерференционную картину колец в отраженном и проходящем свете. Сравнить выражения для оптической разности хода.

2. Как будут отличаться картины колец Ньютона в отраженном и в проходящем свете, полученные на данной интерференционной схеме

3. Что понимают под временной когерентностью? Какие ограничения она накладывает на устройство интерференционной схемы?

4. Почему выпуклая поверхность линзы, используемой в опыте, должна иметь большой радиус кривизны?

5. Что произойдет с картиной колец, если пространство между линзой и пластиной заполнить: а) водой; б) жидкостью с показателем преломления 1,67 (показатель преломления стекла, из которого изготовлены линза и пластина, - 1,52)?

6. Почему такую картину интерференции называют «полосами равной толщины»? Что в отличие от этого называют «полосами равного наклона»?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ ПОЛОС РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ

Цель работы – определение радиуса кривизны плоско-выпуклой линзы по интерференционной картине полос равной толщины, полученных с помощью этой линзы.

Общие положения

При освещении пучком света системы, состоящей из плоско-выпуклой и плоско-вогнутой линз больших радиусов кривизны (рис. 1), вокруг точки контакта линз возникает интерференционная картина. Эту картину дают лучи, отражённые от границ I и II раздела сред и встречающиеся в точке M. Картина интерференции наблюдается по всей выпуклой поверхности линзы (граница раздела I), так как толщина зазора мала по всей системе (сравнима с длиной волны света) из-за небольшого различия радиусов кривизны линз. Оптическая разность хода интерферирующих лучей при нормальном падении их на систему определяется выражением: $\Delta = 2hn_2 + \frac{\lambda}{2}$, ($n_1 > n_2 < n_3$), где h – толщина зазора; n_2 – показатель преломления вещества, заполняющего зазор.

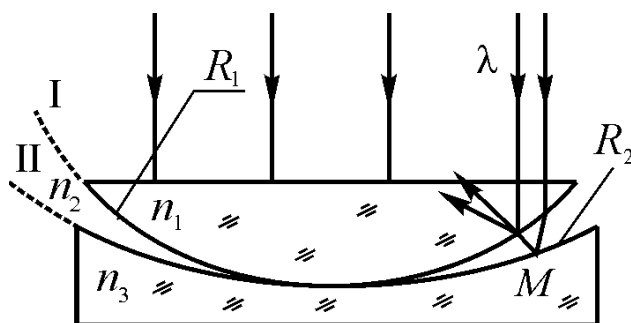


Рис. 1

Появление слагаемого $\frac{\lambda}{2}$ в оптической разности хода вызвано изменением фазы на π при отражении света от оптически более плотной среды (на границе II).

Результат интерференции всегда неизменен там, где неизменна оптическая разность хода. В данной системе постоянная по величине оптическая разность хода располагается по окружностям, так как h неизменна по этим окружностям. Поэтому интерференционная картина имеет форму концентрических тёмных и светлых колец с центром в точке касания линз (интерференционные полосы равной толщины).

Выведем формулу, связывающую радиус тёмного кольца интерференционной картины с радиусами кривизны линз R_1 и R_2 и длиной волны света, падающего на установку. Пусть k -е тёмное кольцо располагается над толщиной зазора h . Условие его возникновения есть условие минимума

интерференции: $\Delta = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$, $k = 0, 1, 2, \dots$. Как уже было сказано, $\Delta = 2hn_2 + \frac{\lambda}{2}$, поэтому $2hn_2 + \frac{\lambda}{2} = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ или $2hn_2 = k\lambda$, откуда

$$h = \frac{k\lambda}{2n_2}. \quad (1)$$

Если от концов отрезка h провести горизонтальные прямые, то из рис. 2 следует: $h = h_1 - h_2$. Значения h_1 и h_2 можно получить из ΔO_1AB и ΔO_2CD .

Из ΔO_1AB : $R_1^2 = r_k^2 + (R_1 - h_1)^2$.

Из ΔO_2CD : $R_2^2 = r_k^2 + (R_2 - h_2)^2$.

Учитывая, что $h_1 \ll R_1$ и $h_2 \ll R_2$ получим:

$$r_k^2 = 2R_1h_1; \quad h_1 = \frac{r_k^2}{2R_1}.$$

$$r_k^2 = 2R_2h_2; \quad h_2 = \frac{r_k^2}{2R_2}.$$

Зная, что $h = h_1 - h_2$, имеем

$$h = \frac{r_k^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (2)$$

Приравнявая (1) и (2): $\frac{k\lambda}{2n_2} = \frac{r_k^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$,

получаем

$$r_k^2 = \frac{k\lambda}{n_2} \cdot \frac{R_1R_2}{R_2 - R_1} \quad (3)$$

- выражение для радиуса k -го тёмного кольца в зависимости от радиусов кривизны линз в данной системе.

В данной лабораторной работе $n_2 \approx 1$, тогда формула (2) принимает вид:

$$r_k^2 = k\lambda \frac{R_1R_2}{R_2 - R_1}. \quad (4)$$

Из этой формулы, измерив r_k^2 , зная R_2 и λ , можно получить R_1 .

Задача данного опыта сводится к измерению диаметров нескольких тёмных колец для различных длин волн и построению графика зависимости r_k^2 от $k\lambda$. Из формулы (4) очевидно, что эта зависимость линейная. Тогда угловым коэффициентом этой прямой есть значение $\frac{R_1R_2}{R_2 - R_1}$, зная которое, можно найти величину радиуса кривизны выпуклой линзы R_1 , если известна величина радиуса R_2 .

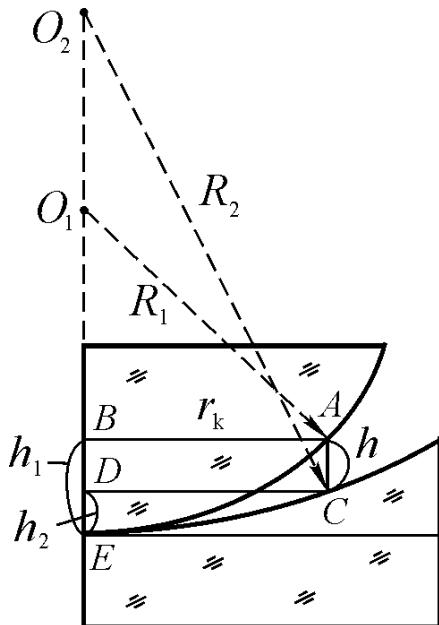


Рис. 2

Описание лабораторной установки

В данной установке можно наблюдать интерференционную картину колец в натуральную величину при освещении системы монохроматическим и белым светом. Схема установки представлена на рис. 3, где 1 – лампа ртутная ПРК-4; 2 – светофильтр, служащий для выделения монохроматического света; 2 – конденсорная (осветительная) линза; 4 – камера для линз; 5 – матовое стекло; 6 – смотровое стекло; 7 – система линз, дающая картину интерференции; 8 – стеклянная пластинка, частично отражающая и частично пропускающая свет.

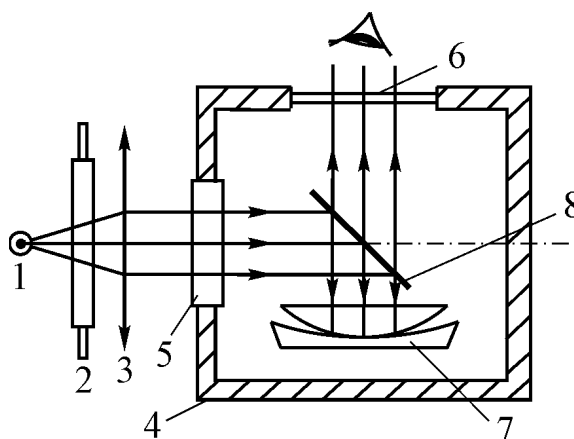


Рис. 3

В установке свет от лампы проходит светофильтр, конденсорную линзу, матовое стекло и, частично отражаясь от пластины, стоящей под углом 45° , падает на систему линз перпендикулярно плоской поверхности верхней линзы. Через смотровое стекло и отражающую пластину 8 наблюдатель видит интерференционную картину.

Меняя светофильтр, можно наблюдать интерференционную картину в том или ином монохроматическом свете, а также в белом свете, если убрать светофильтр.

Порядок выполнения работы

1. Поставив синий светофильтр ($\lambda = 435,8$ нм), измерить (не менее трёх раз) диаметры 1, 3, 4-го тёмных колец.
2. Прodelать те же измерения со светофильтрами для $\lambda = 546,1; 578,4$ нм.
3. Записать известное значение радиуса кривизны вогнутой линзы R_2 (указан на установке).
4. Вычислить все значения измеренных радиусов r_k , усреднить (по трём измерениям) соответственные значения.
5. Рассчитать все значения квадратов радиусов измеренных тёмных колец.
6. Составить таблицу соответствия значений r_k^2 от $k\lambda$ для всех колец. Построить график зависимости r_k^2 от $k\lambda$.
7. Определить по графику угловой коэффициент аппроксимирующей прямой $\frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$.
8. Зная значение радиуса кривизны вогнутой линзы, вычислить искомое значение радиуса кривизны выпуклой линзы R_1 .

Контрольные вопросы

1. Показать ход лучей через данную систему, дающих интерференционную картину колец в отраженном и проходящем свете. Сравнить выражения для оптической разности хода.

2. Как будут отличаться картины колец Ньютона в отраженном и в проходящем свете, полученные на данной интерференционной схеме

3. Что понимают под временной когерентностью? Какие ограничения она накладывает на устройство интерференционной схемы?

4. Почему выпуклые поверхности линз, используемых в опыте, должны иметь большой, и близкий друг к другу по значению, радиус кривизны?

5. Что произойдет с картиной колец, если пространство между линзами заполнить: а) водой; б) жидкостью с показателем преломления 1,67 (показатель преломления стекла, из которого изготовлены линзы, - 1,52)?

6. Почему такую картину интерференции называют «полосами равной толщины»? Что в отличие от этого называют «полосами равного наклона»?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ ПОЛОС РАВНОГО НАКЛОНА

Цель работы – определение длины волны излучения гелий-неонового лазера с помощью интерференционной картины полос равного наклона и расчет порядка интерференции для центра картины.

Общие положения

Высокая степень когерентности (постоянство разности фаз) излучения лазера позволяет с его помощью наблюдать интерференционные полосы

равного наклона при большой разности хода интерферирующих лучей (большая толщина плоскопараллельной пластины).

Оптическая схема опыта представлена на рис. 1. Гелий-неоновый лазер 1 дает практически параллельный пучок лучей, который микрообъективом 2 собирается в точке его главного фокуса F' . Расходящийся из точки F' световой пучок освещает плоскопараллельную стеклянную пластину 3. Отраженные от передней и задней поверхностей пластины лучи дают картину интерференции на экране 4, совмещенном с задней фокальной плоскостью микрообъектива 2.

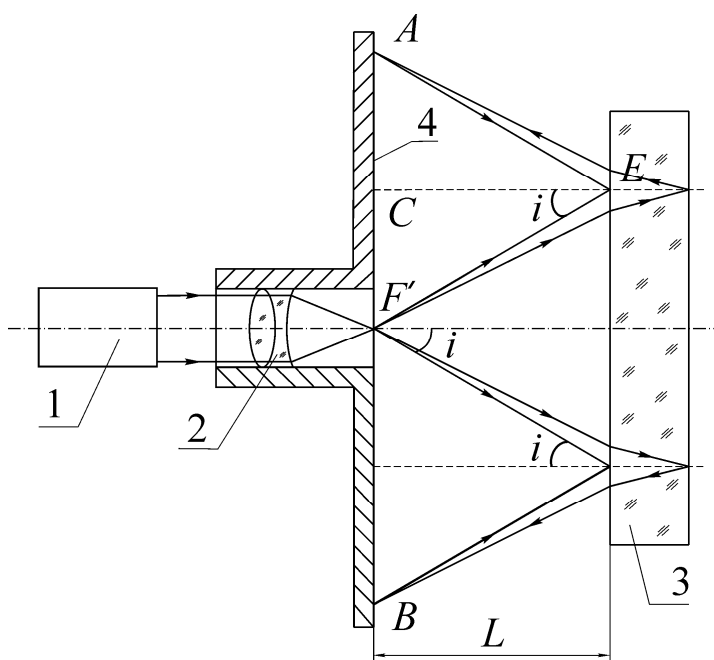


Рис. 1

Оптическая разность хода интерферирующих лучей для этого случая: $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}$, где d - толщина плоскопараллельной пластины; n - показатель преломления стекла пластины; i - угол падения луча на пластину; $\frac{\lambda}{2}$ - потеря полуволны при отражении луча от оптически более плотной среды (в точке E).

Интерференционная картина при этом имеет вид концентрических темных и светлых колец. Каждое кольцо образовано интерферирующими лучами, которые имеют один и тот же угол падения на плоскопараллельную пластину. Отсюда следует и название картины – интерференционные полосы равного наклона.

Условие возникновения темного кольца (минимума интерференции) можно записать в виде $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ или, сократив на $\frac{\lambda}{2}$, получим:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = k\lambda, \quad (1)$$

где k - порядок интерференции и $k = 1, 2, \dots$.

Измеряя диаметры темных колец (AB на рисунке) на экране 4 и расстояние L от пластины до экрана, можно найти $\sin i$.

Запишем условие возникновения двух темных колец, различающихся по порядку интерференции на величину Δk (например, для первого и четвертого от центра картины колец $\Delta k = 3$):

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} = (k + \Delta k)\lambda; \quad 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_2} = k\lambda.$$

Вычитая одно уравнение из другого, получим:

$$2d(\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 i_2}) = \Delta k \cdot \lambda. \quad (2)$$

В нашем случае углы падения лучей на пластину малы, поэтому $\sin i \approx \tan i = \frac{D}{4L}$, где D – диаметр темного кольца.

Используя разложение корня в ряд и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем:

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \approx \sqrt{n^2 - \frac{D^2}{16L^2}} \approx n - \frac{D^2}{32L^2 n}. \quad (3)$$

Тогда, с учетом соотношения (3) уравнение (2) принимает вид:

$2d\left(n - \frac{D_1^2}{32L^2 n} - n + \frac{D_2^2}{32L^2 n}\right) = \Delta k \cdot \lambda$. Отсюда получаем окончательную расчетную формулу длины волны излучения лазера:

$$\lambda = \frac{d(D_2^2 - D_1^2)}{16L^2 \cdot n \cdot \Delta k}. \quad (4)$$

Порядок интерференции – величина, показывающая, сколько раз длина волны света укладывается в оптической разности хода.

В центре данной картины интерференции угол падения $i=0$, поэтому уравнение условия минимума принимает вид $2dn + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ или $2dn = k\lambda$,

отсюда: $k = \frac{2dn}{\lambda}$. (5)

Последнее уравнение позволяет рассчитать порядок интерференции в центре интерференционной картины, если известны d , n и λ .

Порядок выполнения работы

1. Добиться четкого изображения картины колец на экране, регулируя высоту положения лазера и меняя положение пластины с помощью регулировочных винтов. Расстояние от экрана до пластины должно быть не менее 500 мм.

2. Наложить на экран лист бумаги с отверстием в центре листа (для пропускания излучения лазера) и обрисовать на нем подряд 6-8 темных интерференционных колец.

3. Измерить расстояние L от экрана до плоскопараллельной пластины с точностью не менее ± 5 мм.

4. Измерить диаметры зарисованных темных колец. Диаметры колец следует измерять с точностью не менее ± 1 мм. Выбрать из них три пары колец, отличающихся по порядку интерференции на 3.

5. Для каждой пары колец вычислить $(D_2^2 - D_1^2)$. Полученные разности квадратов диаметров для трех пар колец усреднить. Среднее значение разности квадратов для $\Delta k = 3$ использовать при расчете длины волны излучения лазера.

6. Рассчитать длину волны излучения лазера по формуле (4), используя известные значения толщины пластины и показателя преломления её стекла: $d \pm \Delta d = (8,07 \pm 0,01)$ мм; $n \pm \Delta n = 1,51 \pm 0,02$.

7. Вывести формулу погрешности для λ и рассчитать ошибку $\Delta \lambda$ для данного метода определения длины волны.

8. Рассчитать порядок интерференции k в центре картины по формуле (5). Вывести формулу погрешности для k и рассчитать ошибку определения порядка интерференции в работе.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие понятий геометрической и оптической разности хода при интерференции?

2. Запишите условия возникновения темного и светлого интерференционных колец в данной работе.

3. Объясните, почему данная картина носит название полос равного наклона.

4. Как меняется порядок интерференции в картине, если идти от центра картины к её краю?

5. Как изменится вид интерференционной картины в данном опыте, если уменьшить длину волны источника?

6. Как изменится вид интерференционной картины в данном опыте, если уменьшить толщину пластинки?

7. Зачем в составе данной лабораторной установки нужен микрообъектив?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПО КАРТИНЕ ДИФРАКЦИИ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ

Цель работы – определение длины световой волны по картине дифракции на малом круглом отверстии в экране.

Общие положения

При прохождении пучка параллельных лучей света через маленькое круглое отверстие в экране свет вследствие явления дифракции заходит в область геометрической тени. За экраном наблюдается дифракционная картина в виде чередующихся светлых и тёмных концентрических колец.

Распределение интенсивности света в дифракционной картине можно рассчитать на основе принципа Гюйгенса-Френеля посредством метода зон Френеля.

Пусть на экран с круглым отверстием радиусом OB падает плоская монохроматическая волна (рис. 1). В соответствии с принципом Гюйгенса-

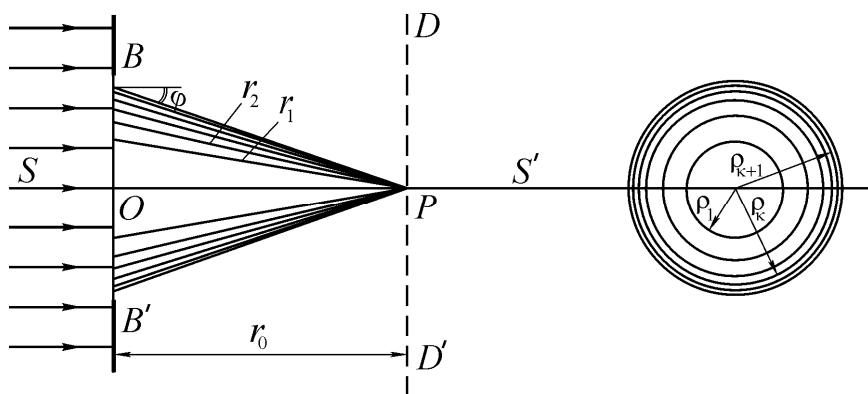


Рис. 1

Френеля действие этой волны можно заменить действием когерентных точечных источников света, расположенных на волновой поверхности, которая в данном случае является плоскостью, параллельной плоскости экрана с отверстием. Определим действие

этой волны в точке P , лежащей на прямой SS' , проходящей через центр отверстия. Для этого мысленно разделим открытую часть волновой поверхности на кольцевые зоны (зоны Френеля), так чтобы расстояния от края каждой следующей зоны до точки P отличались друг от друга на половину длины волны $\frac{\lambda}{2}$:

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}; \quad r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2 \frac{\lambda}{2}; \quad \dots; \quad r_K = r_0 + K \frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

При таком делении фазы колебаний, приходящих в точку P от соседних зон, отличаются на π , т.е. противоположны. Если амплитуды колебаний, приходящих от 1, 2, ..., K -ой зон обозначить a_1, a_2, \dots, a_K , то с учетом фазовых соотношений амплитуда результирующего колебания в точке P равна:

$$A = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + \dots + (-1)^{K+1} a_K. \quad (2)$$

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны, зависит от площади зоны ΔS , от расстояния r_K от зоны до точки P и от угла наклона φ между r_K и нормалью к поверхности зоны. Можно показать, что при таком способе деления площади зон примерно одинаковы. Действительно, площадь K -ой зоны:

$$S_K = \pi\rho_{K+1}^2 - \pi\rho_K^2 = \pi(\rho_{K+1}^2 - \rho_K^2), \quad (3)$$

где ρ_{K+1} и ρ_K – радиусы $(K+1)$ -й и K -й зон. Согласно рис. 1 из соответствующих прямоугольных треугольников радиусы зон Френеля определяются соотношениями:

$$\rho_K^2 = (r_0 + k\frac{\lambda}{2})^2 - r_0^2 \quad \text{и} \quad \rho_{K+1}^2 = (r_0 + (k+1)\frac{\lambda}{2})^2 - r_0^2. \quad (4)$$

Учитывая, что $r_0 \gg \lambda$, получим $\rho_{K+1}^2 - \rho_K^2 = r_0\lambda$, а площадь K -й зоны $S_K = \pi \cdot r_0 \cdot \lambda$, т.е. площадь зоны Френеля не зависит от номера зоны K . Следовательно, амплитуды колебаний зависят лишь от расстояния r и от угла φ . С увеличением номера зоны расстояние r_k возрастает, а также растёт угол φ , поэтому амплитуды a_k колебаний, доходящих до точки P от более удаленных зон, должны монотонно убывать по величине с увеличением номера зоны K :

$$|a_1| > |a_2| > |a_3| > \dots > |a_K| > \dots$$

Монотонное убывание амплитуд позволяет приближенно выразить амплитуду средней зоны через амплитуды двух соседних зон: $a_K = \frac{a_{K-1} + a_{K+1}}{2}$. Амплитуду A суммарного колебания в точке P можно представить в виде:

$$A = \frac{a_1}{2} + (\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}) + (\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}) + (\frac{a_5}{2} - \dots) \quad (5)$$

Так как слагаемые, выделенные скобками, равны нулю, результирующая амплитуда при нечетном K : $A = \frac{a_1}{2} + \frac{a_K}{2}$, а при четном K : $A = \frac{a_1}{2} - \frac{a_K}{2}$.

Объединяя последние формулы, получаем $A = \frac{a_1 \pm a_K}{2}$, где знак “+” относится к нечетному, а знак “-” – к четному числу зон Френеля, укладываемых в открытой отверстием части волнового фронта.

При свободном распространении света (между источником и точкой P нет никакого препятствия), когда не происходит ограничение фронта волны, $k \rightarrow \infty$ и $a_K \rightarrow 0$. Тогда $A = \frac{a_1}{2}$, т.е. при полностью открытом фронте амплитуда суммарного колебания в точке P определяется половиной амплитуды, даваемой одной первой зоной.

Из сказанного следует, что если отверстие открывает одну зону или их небольшое *нечетное* число, то в результате интерференции в точке P будет виден свет, причем более интенсивный, чем при отсутствии экрана, т.е. образуется дифракционный максимум. При небольшом *четном* числе открытых зон освещенность в точке P будет минимальной.

Рассмотрим эффект, производимый световой волной в точке P_1 (рис. 2). Для нее, как более удаленной от экрана, откроется меньшее число зон, так как по мере удаления от экрана уменьшается угол, под которым видно отверстие в экране. Пусть для точки P открыто m зон, тогда для точки P_1 число зон $m-n$, где n – число переходов от максимума к минимуму освещенности для центра дифракционной картины. Число переходов n можно сосчитать, наблюдая изменение дифракционной картины от точки P к точке P_1 .

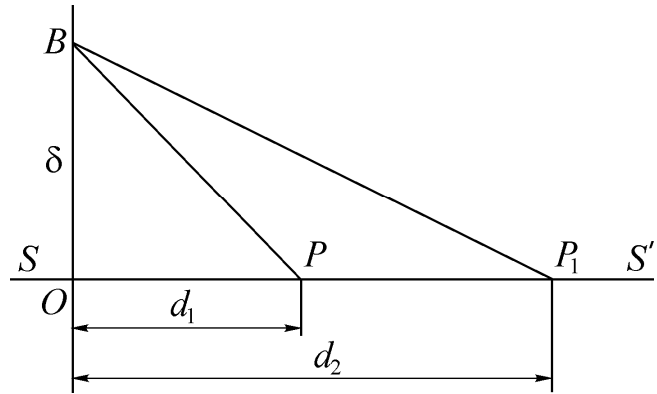


Рис. 2

Обозначим на рис. 2: $OB = \delta$, $OP = d_1$, $OP_1 = d_2$, тогда $PB = d_1 + m \frac{\lambda}{2}$, а $P_1B = d_2 + (m-n) \frac{\lambda}{2}$. Из $\triangle OPB$ имеем $OB^2 + OP^2 = PB^2$. Подставляя вместо OB , OP , PB их значения (пренебрегая членом $m^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4}$), получаем:

$$m = \frac{\delta^2}{\lambda \cdot d_1}. \quad (6)$$

Из $\triangle OP_1B$ имеем $OB^2 + OP_1^2 = P_1B^2$ и после аналогичного расчета, пренебрегая членом $(m-n)^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4}$, получаем $\delta^2 = (m-n) \cdot \lambda \cdot d_2$. Подставляя в последнее соотношение вместо m его значение из (6), получаем:

$$\lambda = \frac{\delta^2(d_1 - d_2)}{n \cdot d_1 d_2}. \quad (7)$$

Эта формула служит для вычисления длины волны. Величины d_1 и d_2 определяются опытным путем.

Описание лабораторной установки

Принципиальная схема установки приведена на рис. 3. В корпусе источника (ртутной лампы) сделано точечное отверстие S . Этот освещенный прокол S и служит точечным источником света. Линза L , в фокусе которой он находится, направляет параллельный пучок лучей через светофильтр F на экран B с небольшим круглым отверстием радиусом δ . Фокусное расстояние

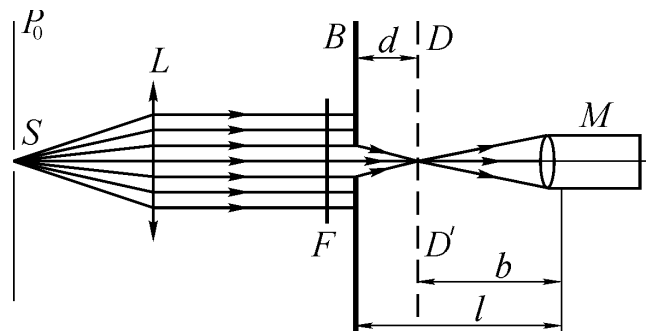


Рис. 3

линзы указано на рабочем месте. Следует перед началом выполнения опыта убедиться, что расстояние от источника S до линзы равно её фокусному. Картина дифракции наблюдается с помощью микроскопа небольшого увеличения M . Он может перемещаться вдоль скамьи. Расстояние от микроскопа до его фокальной плоскости DD' , в которой рассматривают дифракционную картину, обозначено b ; l – расстояние от микроскопа до экрана с отверстием.

Порядок выполнения работы

1. Установить микроскоп M так, чтобы в его поле зрения была дифракционная картина от отверстия, соответствующая открытым двум зонам Френеля. Измерить расстояние l_2 между микроскопом M и экраном с отверстием.

2. Передвигая микроскоп к экрану с отверстием, наблюдать за сменой освещенности в центре дифракционной картины. Всего следует наблюдать пять-семь переходов (смен интенсивности).

3. После наблюдения n (пяти-семи) переходов измерить расстояние l_1 между новым положением микроскопа и экраном с отверстием.

4. Измерения l_1 и l_2 повторить не менее пяти раз.

5. Навести микроскоп на край исследуемого круглого отверстия и определить величину b . Для этого экран B необходимо придвинуть к микроскопу настолько близко, чтобы отчетливо видеть изображение края отверстия. Расстояние между экраном и микроскопом при этом будет равно b .

6. Определить d_1 и d_2 с учетом того, что измеряемые расстояния l_1 и l_2 больше, чем расстояния, входящие в окончательную формулу, на величину b (см. рис. 3): $d_i = l_i - b$.

7. Записать величину диаметра отверстия в экране B , на котором происходит дифракция, (указан на рабочем месте). Вычислить по нему радиус отверстия δ .

8. Длину волны λ вычислить по окончательной формуле (7), подставляя в нее значения рассчитанные значения d_1 , d_2 и δ .

9. Вывести формулу погрешности для λ и рассчитать ошибку $\Delta\lambda$ для данного метода определения длины волны.

Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция и в чем заключается принцип Гюйгенса-Френеля?

2. Каким образом разбивается на зоны волновая поверхность при рассмотрении дифракции на круглом отверстии? Какова конфигурация и величина зон?

3. Почему с увеличением номера зоны амплитуда колебаний, приносимых ею в точку наблюдения, монотонно убывает по величине?

4. Почему наблюдается смена интенсивности света в центре дифракционной картины при перемещении микроскопа вдоль оси отверстия?

При каком условии в центре картины образуется максимум, а при каком – минимум?

5. Как меняется число открытых зон по мере удаления точки наблюдения от отверстия по оси SS' ?

6. В каком случае для одной и той же точки наблюдения будет открыто большее число зон: если на круглое отверстие падает плоская или сферическая волна?

7. Схема наблюдения дифракции от круглого отверстия в данной работе: как должна быть расположена осветительная линза по отношению к источнику света? Почему?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПО КАРТИНЕ ДИФРАКЦИИ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ

Цель работы – определение длины световой волны по картине дифракции на малом круглом отверстии.

Общие положения

При прохождении пучка параллельных лучей света через маленькое круглое отверстие в экране свет вследствие явления дифракции заходит в область геометрической тени. За экраном наблюдается дифракционная картина в виде чередующихся светлых и тёмных концентрических колец.

Распределение интенсивности света в дифракционной картине можно рассчитать на основе принципа Гюйгенса-Френеля посредством метода зон Френеля.

Пусть на экран с круглым отверстием радиусом OB падает плоская монохроматическая волна (рис. 1). В соответствии с принципом Гюйгенса-

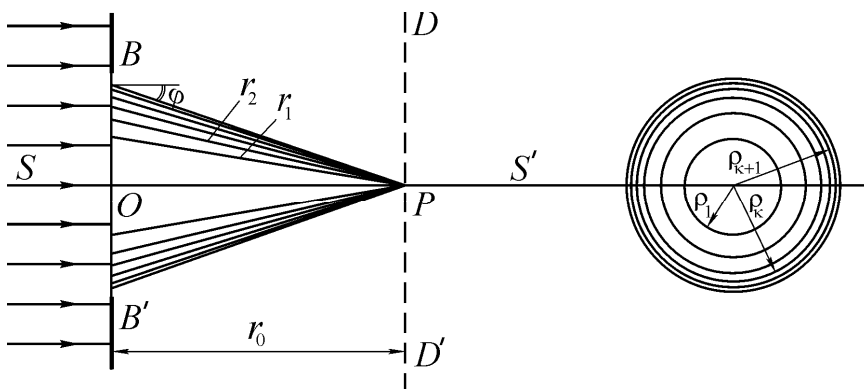


Рис. 1

Френеля действие этой волны можно заменить действием когерентных точечных источников света, расположенных на волновой поверхности, которая в данном случае является плоскостью, параллельной плоскости экрана с отверстием. Определим действие

этой волны в точке P , лежащей на прямой SS' , проходящей через центр отверстия. Для этого мысленно разделим открытую часть волновой поверхности на кольцевые зоны (зоны Френеля), так чтобы расстояния от края каждой следующей зоны до точки P отличались друг от друга на половину длины волны $\frac{\lambda}{2}$:

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}; \quad r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}; \quad \dots; \quad r_K = r_0 + K\frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

При таком делении фазы колебаний, приходящих в точку P от соседних зон, отличаются на π , т.е. противоположны. Если амплитуды колебаний, приходящих от 1, 2, ..., K -ой зон обозначить a_1, a_2, \dots, a_K , то с учетом фазовых соотношений амплитуда результирующего колебания в точке P равна:

$$A = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + \dots + (-1)^{K+1} a_K. \quad (2)$$

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны, зависит от площади зоны ΔS , от расстояния r_K от зоны до точки P и от угла наклона φ между r_K и нормалью к поверхности зоны. Можно показать, что при таком способе деления площади зон примерно одинаковы. Действительно, площадь K -ой зоны:

$$S_K = \pi\rho_{K+1}^2 - \pi\rho_K^2 = \pi(\rho_{K+1}^2 - \rho_K^2), \quad (3)$$

где ρ_{K+1} и ρ_K – радиусы $(K+1)$ -й и K -й зон. Согласно рис. 1 из соответствующих прямоугольных треугольников радиусы зон Френеля определяются соотношениями:

$$\rho_K^2 = (r_0 + k\frac{\lambda}{2})^2 - r_0^2 \quad \text{и} \quad \rho_{K+1}^2 = (r_0 + (k+1)\frac{\lambda}{2})^2 - r_0^2. \quad (4)$$

Учитывая, что $r_0 \gg \lambda$, получим $\rho_{K+1}^2 - \rho_K^2 = r_0\lambda$, а площадь K -й зоны $S_K = \pi \cdot r_0 \cdot \lambda$, т.е. площадь зоны Френеля не зависит от номера зоны K . Следовательно, амплитуды колебаний зависят лишь от расстояния r и от угла φ . С увеличением номера зоны расстояние r_k возрастает, а также растёт угол φ , поэтому амплитуды a_k колебаний, доходящих до точки P от более удаленных зон, должны монотонно убывать по величине с увеличением номера зоны K :

$$|a_1| > |a_2| > |a_3| > \dots > |a_K| > \dots$$

Монотонное убывание амплитуд позволяет приближенно выразить амплитуду средней зоны через амплитуды двух соседних зон: $a_K = \frac{a_{K-1} + a_{K+1}}{2}$. Амплитуду A суммарного колебания в точке P можно представить в виде:

$$A = \frac{a_1}{2} + (\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}) + (\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}) + (\frac{a_5}{2} - \dots) \quad (5)$$

Так как слагаемые, выделенные скобками, равны нулю, результирующая амплитуда при нечетном K : $A = \frac{a_1}{2} + \frac{a_K}{2}$, а при четном K : $A = \frac{a_1}{2} - \frac{a_K}{2}$.

Объединяя последние формулы, получаем $A = \frac{a_1 \pm a_K}{2}$, где знак “+” относится к нечетному, а знак “-” – к четному числу зон Френеля, укладываемых в открытой отверстием части волнового фронта.

При свободном распространении света (между источником и точкой P нет никакого препятствия), когда не происходит ограничение фронта волны, $k \rightarrow \infty$ и $a_K \rightarrow 0$. Тогда $A = \frac{a_1}{2}$, т.е. при полностью открытом фронте амплитуда суммарного колебания в точке P определяется половиной амплитуды, даваемой одной первой зоной.

Из сказанного следует, что если отверстие открывает одну зону или их небольшое *нечетное* число, то в результате интерференции в точке P будет виден свет, причем более интенсивный, чем при отсутствии экрана, т.е. образуется дифракционный максимум. При небольшом *четном* числе открытых зон освещенность в точке P будет минимальной.

Пусть для точки наблюдения P открыто m зон (рис. 2). Заметим, что по мере приближения точки P к экрану с отверстием число открытых для нее зон будет увеличиваться, так как по мере приближения к экрану увеличивается угол, под которым видно отверстие в экране. Тогда при соблюдении предложенного Френелем правила разбиения на зоны, в открытой отверстием части волнового фронта будет уместиться большее число зон. Обозначим на рис. 2: $OB = R$, $OP = d$,

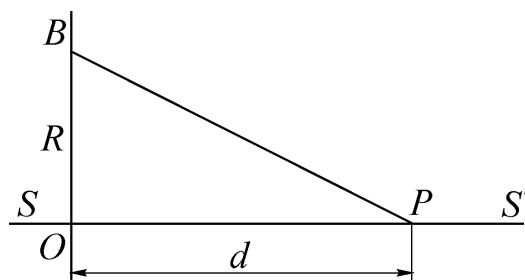


Рис. 2

тогда $BP = d + m \frac{\lambda}{2}$. Из $\triangle OPB$ имеем

$OB^2 + OP^2 = PB^2$. Подставляя вместо OB , OP , PB их значения (пренебрегая членом $m^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4}$), получаем:

$$R^2 = m\lambda d . \quad (6)$$

Из последнего выражения расстояние от плоскости отверстия до точки наблюдения:

$$d = \frac{R^2}{m\lambda} . \quad (7)$$

Это соотношение служит для вычисления длины волны. Для повышения точности определения длины волны расстояние d измеряется несколько раз при разном числе открытых зон m . Как видно из уравнения (7), зависимость d от $1/m$ является линейной, а коэффициент наклона графика этой зависимости

$K = \frac{R^2}{\lambda}$. Построив экспериментальный график зависимости d от $1/m$ можно убедиться в том, что зависимость действительно линейна, а по коэффициенту наклона получившейся прямой и известному значению радиуса отверстия R определить длину волны.

Описание лабораторной установки

Принципиальная схема установки приведена на рис. 3. Лазерный источник дает практически параллельный пучок лучей (с очень малым углом расходимости). Лучи дифрагируют на выходном окне резонатора лазера (плоскость B на рис. 3), представляющем собой круглое отверстие с радиусом $R = (0,50 \pm 0,02)$ мм. Таким образом, можно считать, что на отверстие падает плоская волна. Картина дифракции наблюдается с помощью короткофокусной линзы (объектива) L на экране \mathcal{E} . Он может перемещаться вдоль оптической скамьи.

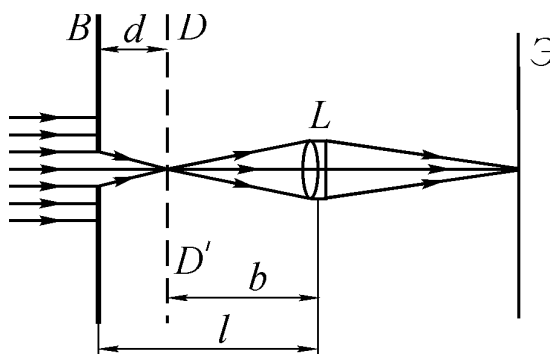


Рис. 3

Расстояние от объектива до его фокальной плоскости DD' , в которой рассматривают дифракционную картину, обозначено b ; l – расстояние от объектива до отверстия, на котором происходит дифракция. Тогда расстояние d от плоскости, в которой происходит дифракция, до точки наблюдения есть: $l - b$.

Порядок выполнения работы

1. Установить объектив L так, чтобы на экране была видна дифракционная картина от отверстия, соответствующая открытым двум зонам Френеля. Записать координату X объектива по шкале.

2. Передвигая объектив по направлению к лазеру, наблюдать за сменой освещенности в центре дифракционной картины. Для каждого последующего числа открытых зон (3, 4, 5 и т.д., пока картина четко различима) записывать координату объектива. Данные представить в виде таблицы.

3. По мере увеличения числа открытых зон (при приближении объектива к источнику) картина дифракции на экране становится более сложной и слабее различается. Если продолжить приближать объектив к лазеру (соответствует большому числу m), можно получить на экране четкое изображение выходного окна (область действия законов геометрической оптики). Записать соответствующую координату объектива X_∞ .

4. Измерения п.п. 1-3 повторить еще два раза.

5. Определить для каждого m расстояния d с учетом того, что $d = l - b = X - X_\infty$ (см. рис. 3). Результаты добавить в таблицу.

6. Построить график зависимости расстояния d от $1/m$. По коэффициенту наклона K аппроксимирующей прямой и радиусу отверстия R определить длину волны источника: $\lambda = \frac{R^2}{K}$.

7. Рассчитать погрешность наклона ΔK и, исходя из нее и погрешности радиуса ΔR , найти погрешность $\Delta \lambda$. Окончательный результат для длины волны представить в виде доверительного интервала.

Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция и в чем заключается принцип Гюйгенса-Френеля?

2. Каким образом разбивается на зоны волновая поверхность при рассмотрении дифракции на круглом отверстии? Какова конфигурация и величина зон?

3. Почему с увеличением номера зоны амплитуда колебаний, приносимых ею в точку наблюдения, монотонно убывает по величине?

4. Почему наблюдается смена интенсивности света в центре дифракционной картины при перемещении микроскопа вдоль оси отверстия? При каком условии в центре картины образуется максимум, а при каком – минимум?

5. Как меняется число открытых зон по мере удаления точки наблюдения от отверстия по оси SS' ?

6. В каком случае для одной и той же точки наблюдения будет открыто большее число зон: если на круглое отверстие падает плоская или сферическая волна?

7. Схема наблюдения дифракции от круглого отверстия в данной работе: как должна быть расположена осветительная линза по отношению к источнику света? Почему?

Лабораторная работа №13

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы – определение периода, числа штрихов на 1 мм, угловой дисперсии и разрешающей способности дифракционной решетки.

Общие положения

Дифракционная решетка – оптический прибор, представляющий собой совокупность большого числа параллельных, равноотстоящих друг от друга узких щелей (штрихов) одинаковой формы, нанесенных на какую-либо поверхность. Основное свойство дифракционной решетки – способность разлагать падающий на неё свет в спектр по длинам волн, что используется в современных приборах. Различают отражательные и прозрачные дифракционные решетки. У отражательных штрихи наносятся на зеркальную (как правило, металлическую) поверхность, и наблюдение спектра ведется в отраженном свете. У прозрачных решеток штрихи наносятся на поверхность прозрачной (как правило, стеклянной) пластины, либо вырезаются в виде узких щелей в непрозрачном экране, и наблюдение ведется в проходящем свете.

Рассмотрим действие прозрачной дифракционной решетки. Пусть на решетку нормально к её поверхности падает параллельный пучок лучей белого света (рис. 1). На щелях (штрихах) решетки, соизмеримых с длиной волны света, происходит явление дифракции, связанное с отклонением волн от прямолинейного распространения при взаимодействии их с препятствием. В результате за решеткой лучи пойдут под разными углами во все стороны от каждой точки щели. Эти лучи можно сгруппировать в пучки параллельных между собой лучей. Установим за решеткой положительную линзу. Каждый пучок параллельных лучей соберется в задней фокальной плоскости линзы в одной точке (точка A для лучей, дифрагировавших под углом φ к нормали решетки). Параллельные лучи других углов дифракции соберутся в других точках фокальной плоскости линзы. В этих точках произойдет интерференция световых волн, исходящих от разных щелей решетки. Если разность хода между соответственными лучами будет равна целому числу длин волн какого-то монохроматического света, то в точке встречи лучей возникнет максимум света для данной длины волны, т.е. $\Delta = k\lambda$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Из рис. 1 видно, что разность хода Δ между двумя

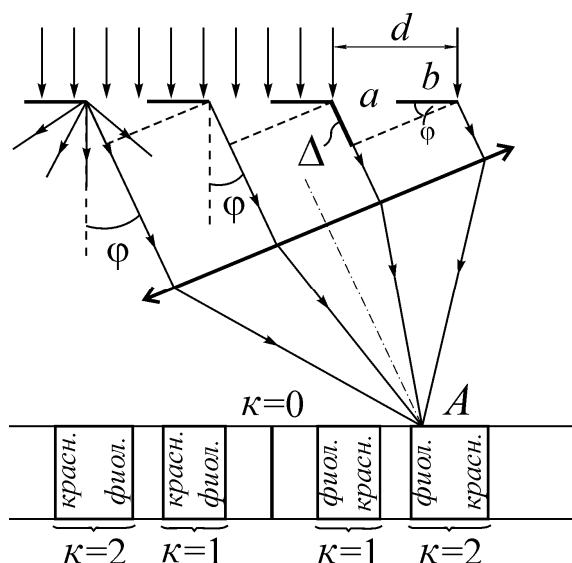


Рис. 1

параллельными лучами, выходящими из соответствующих точек соседних щелей, равна $\Delta = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi$, где a – ширина щели; b – ширина непрозрачного промежутка между щелями.

Величина $d = a + b$ называется периодом, или постоянной, дифракционной решетки. Следовательно, условие возникновения главных интерференционных максимумов решетки имеет вид:

$$d \sin \varphi = \kappa \lambda \quad (1)$$

В фокальной плоскости линзы для лучей, не испытавших дифракции, наблюдается центральный белый максимум нулевого порядка ($\varphi = 0$, $\kappa = 0$), вправо и влево от которого располагаются цветные максимумы (спектральные линии) первого, второго и последующих порядков (см. рис. 1). Интенсивность максимумов сильно уменьшается с ростом их порядка, т.е. с увеличением угла дифракции.

Уравнение (1) позволяет рассчитать период дифракционной решетки d , если измерен угол дифракции φ , соответствующий спектральной линии, для которой известны её длина волны и порядок спектра.

Зная период решетки, легко рассчитать число штрихов, нанесенных на 1 мм ширины решетки:

$$n = \frac{1}{d} \quad (2)$$

Одной из основных характеристик дифракционной решетки является её угловая дисперсия. Количественно угловой дисперсией решетки называется величина, равная производной от угла дифракции световых волн по длине волны:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} \quad (3)$$

Дисперсия определяет угловое расстояние $d\varphi$ между направлениями для двух спектральных линий, отличающихся по длине волны на 1 нм ($d\lambda = 1$ нм), и характеризует степень растянутости спектра вблизи данной длины волны. Формула для расчета угловой дисперсии решетки может быть получена при дифференцировании уравнения, определяющего положение главных максимумов $d \sin \varphi = \kappa \lambda$, $d \cos \varphi \cdot d\varphi = \kappa \cdot d\lambda$. Отсюда

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\kappa}{d \cos \varphi}. \quad (4)$$

Из этой формулы следует, что угловая дисперсия решетки тем больше, чем больше порядок спектра. Этим объясняется расширение спектра у решеток с ростом порядка.

Для решеток с разными периодами ширина спектра больше у решетки, характеризующейся меньшим периодом. Обычно в пределах одного порядка $\cos\varphi$ меняется незначительно (особенно для решеток с небольшим числом штрихов на миллиметр), поэтому дисперсия в пределах одного порядка почти не меняется. Спектр, полученный при постоянной дисперсии, растянут равномерно во всей области длин волн, что выгодно отличает спектр решетки от спектра, даваемого призмой.

В спектроскопии принято считать, что оптический прибор разрешил две линии спектра, если изображения этих линий в спектре, полученном с помощью данного прибора, видны раздельно. Если изображения двух линий сливаются в одно, то говорят, что прибор их не разрешил. Одни и те же линии спектра могут быть разрешены одним прибором и не разрешены другим. Это связано с шириной максимумов интенсивности этих линий.

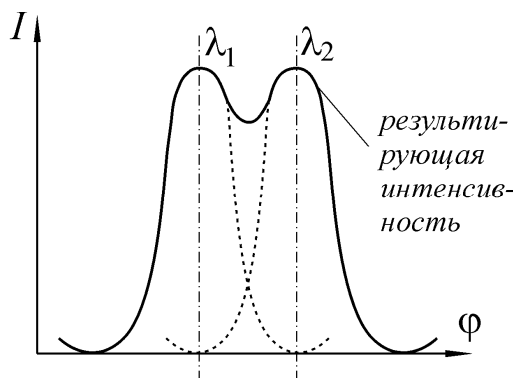


Рис. 2

По предложению Рэля, подтвержденному и проверенному опытом, принято считать разрешение полным, когда максимум интенсивности одной из линий совпадает с первым минимумом другой (рис. 2). В этом случае интенсивность «провала» в результирующей интенсивности (огибающей) между максимумами составляет 80% интенсивности в максимуме (при равной интенсивности обеих линий). Если максимумы располагаются ближе, чем показанные на рис. 2, изображения линий λ_1 и λ_2 сливаются в

одно – линии не разрешаются. Когда максимумы разнесены дальше, линии уверенно разрешены.

Разрешающей способностью (или разрешающей силой) принято называть величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (5)$$

где λ - средняя длина волны двух разрешаемых линий; $\delta\lambda$ - наименьшая разность двух длин волн, которые ещё разрешаются данным прибором (соответствует критерию Рэля). Разрешающая способность является величиной безразмерной. Чем она больше, тем более близкие по длине волны линии способен разрешить прибор. Разрешающая способность дифракционной решетки определяется порядком спектра и полным числом штрихов решетки N :

$$R = \kappa N \quad (6)$$

Описание лабораторной установки

Лабораторная установка по определению основных характеристик дифракционной решетки включает в себя источник света I (рис. 3). Это ртутная лампа, дающая линейчатый спектр, который состоит из следующих спектральных линий: две желтые $\lambda_1 = 579,1$ нм; $\lambda_2 = 577,0$ нм; зеленая $\lambda_3 = 546,1$ нм; голубая $\lambda_4 = 491,6$ нм (слабая); синяя $\lambda_5 = 435,8$ нм; две фиолетовые $\lambda_6 = 407,8$ нм (слабая); $\lambda_7 = 404,7$ нм.

Все измерения углов дифракции производятся на гониометре. Он состоит из осветительного коллиматора 2, который дает пучок параллельных лучей (входная щель коллиматора расположена в фокальной плоскости объектива трубы). Ширина щели регулируется винтом, расположенным сбоку. Параллельный пучок лучей направляется на дифракционную решетку 3,

установленную на столике гониометра, перпендикулярно оси осветительного коллиматора. Спектр, полученный с помощью дифракционной решетки,

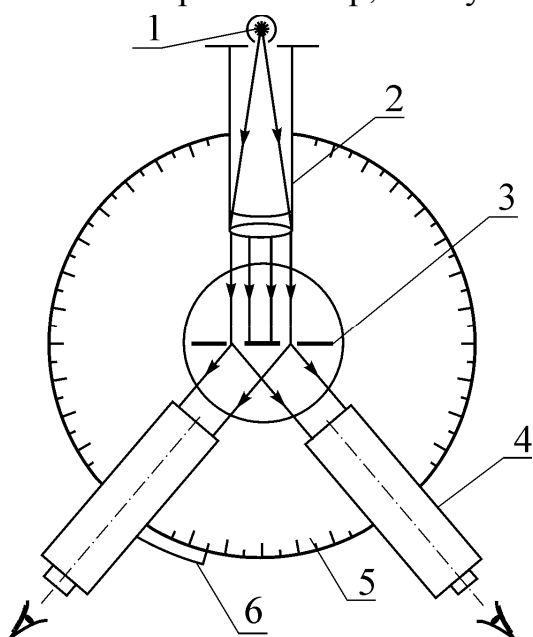


Рис. 3

наблюдается в зрительную трубу 4, которая может поворачиваться вокруг вертикальной оси гониометра, оставаясь при этом все время направленной по радиусу кругового лимба гониометра 5. Лимб разделен на 360° (цена деления лимба $30'$). Вдоль лимба вместе со зрительной трубой движется скрепленный с ней нониус 6, точность которого одна угловая минута. В окуляре зрительной трубы имеется вертикальная нить, которую совмещают с исследуемой линией спектра.

Порядок выполнения работы

1. Установить решетку на столик гониометра, перпендикулярно оси коллиматора 2. При этом в поле зрения трубы будет наблюдаться ряд ярких и

четких спектральных линий паров ртути первого, второго и последующих порядков по обе стороны от центрального белого максимума ($\kappa = 0$). Для определения угла φ необходимо совместить вертикальную нить в окуляре зрительной трубы с зеленой линией в спектре первого порядка сначала слева от нулевого максимума. По лимбу гониометра и нониусу снять отсчет N_1 (градусы и полуградусы - по лимбу против нуля нониуса, минуты - по нониусу). Затем перемещать зрительную трубу по направлению к нулевому максимуму и дальше, пока вертикальная нить не совпадет с зеленой линией в спектре первого порядка справа от нулевого максимума. Вновь произвести отсчет N_2 . Искомый угол дифракции $\varphi = \frac{N_2 - N_1}{2}$. Угол φ измерить три раза. По среднему значению измеренного угла, зная длину волны зеленой линии, рассчитать период решетки по формуле (1).

2. Зная период решетки, рассчитать число штрихов на 1 мм ширины решетки по формуле (2).

3. Произвести измерение угла дифракции для синей линии спектра ($\lambda = 435,8\text{нм}$). Зная углы дифракции для зеленой и синей линий и их длины волн, рассчитать угловую дисперсию по формуле (3). Кроме того, зная период решетки, рассчитать угловую дисперсию по формуле (4). Сравнить результаты двух способов расчета угловой дисперсии.

4. Рассчитать разрешающую способность решетки в спектре рассматриваемого первого порядка по формуле (6). Найти полное число штрихов решетки, зная число штрихов на 1 мм и измерив ширину нарезанной части решетки (с точностью до 1 мм).

5. Вывести формулу погрешности для периода решетки и определить относительную и абсолютную ошибки расчета периода решетки.

Контрольные вопросы

1. Каким образом дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр?
2. В чем заключается метод определения периода решетки в данной работе?
3. Что такое угловая дисперсия решетки? Что она характеризует?
4. В чем заключается критерий разрешения, предложенный Рэлеем?
5. Какой максимальный порядок спектра даёт исследованная в работе решётка?
6. Почему центральный максимум, даваемый решеткой, не окрашен (белый)?
7. Почему выгодными являются решётки с малым периодом и большим общим числом штрихов?
8. В чём заключается отличие дифракционных картин от одной щели и от решетки?
9. При каком отношении периода дифракционной решетки к ширине щели не будет наблюдаться спектр второго порядка?
10. Как отличается работа дифракционной решетки и призмы, как дисперсионных элементов?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы – определение концентрации раствора сахара по вращению плоскости поляризации света в оптически активной среде.

Общие положения

Электромагнитные волны являются поперечными. Поперечные волны обладают особым, присущим только им, свойством, известным под названием поляризация. Под этим понимается пространственное соотношение между направлением распространения светового луча и направлением колебания вектора напряженности электрического \vec{E} (или магнитного \vec{H}) поля. Теория Максвелла для электромагнитной волны утверждает только, что векторы напряженности электрического и магнитного полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, но не накладывает никаких ограничений на их поведение в этой плоскости. Друг относительно друга векторы \vec{E} и \vec{H} ориентированы взаимно перпендикулярно. Поэтому для описания колебаний в световой волне достаточно указывать один из них. Исторически таким вектором выбран вектор напряженности электрического поля \vec{E} , который также называют световым.

Если при распространении световой волны направление колебаний электрического вектора \vec{E} бессистемно, хаотически изменяется с равной амплитудой и, следовательно, любое его направление в плоскости, перпендикулярной распространению волны, равновероятно, то такой свет называют неполяризованным, или естественным. Если колебания электрического вектора фиксированы строго в одном направлении, свет называется линейно- или плоскополяризованным.

Плоскость, образованная направлением распространения электромагнитной волны и направлением колебаний вектора напряженности электрического поля, называется плоскостью поляризации электромагнитной волны.

Для превращения естественного света в линейно поляризованный часто пользуются явлением двойного лучепреломления в анизотропных кристаллах (таких, например, как исландский шпат, кварц и др.). Падающий на такой кристалл узкий пучок естественного света расщепляется внутри кристалла на два луча, распространяющихся, вообще говоря, в различных направлениях, с разными скоростями и полностью поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Из-за различного направления колебаний вектора напряженности электрического поля \vec{E} в этих двух лучах они по-разному взаимодействуют с анизотропной средой (кристаллом), следовательно, имеют разные скорости распространения, а потому и кристалл характеризуется для них разными показателями преломления. В кристалле исландского шпата

существует одно определенное направление, вдоль которого не происходит двойного лучепреломления. Это направление называют оптической осью кристалла.

Плоскость, в которой лежат главная оптическая ось и падающий луч, называют плоскостью главного сечения кристалла. Оказывается, что в анизотропном одноосном кристалле (например, исландском шпате) направление колебаний вектора \vec{E} в одном луче всегда перпендикулярно плоскости главного сечения, такой луч назван обыкновенным. У второго луча направление колебаний вектора \vec{E} всегда параллельно плоскости главного сечения, он называется необыкновенным. По выходе из кристалла оба луча идут на очень малом расстоянии и с одинаковой скоростью.

Английский физик Уильям Николь предложил остроумное устройство, использующее различие показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, для получения линейно поляризованного света. Это устройство получило название призмы Николя, и его принцип стал одним из основных в конструкции поляризационных оптических приборов. Призма Николя схематически представлена на рис. 1: OO' – направление оптической оси кристалла исландского шпата. Призма из исландского шпата разрезается по плоскости AA' и склеивается специальным клеем – канадским бальзамом.

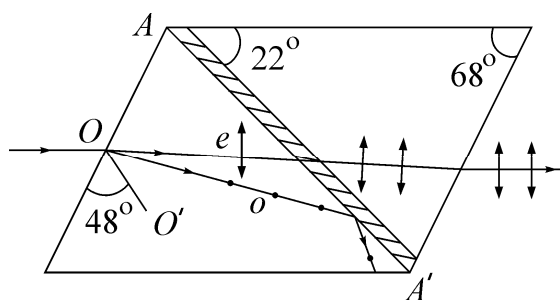


Рис. 1

Канадский бальзам – изотропная среда с показателем преломления 1,55, который имеет промежуточное значение между показателями преломления исландского шпата для обыкновенного луча ($n_o=1,66$) и необыкновенного ($n_e=1,51$). Призма вырезана так, что на границе склеивающего слоя обыкновенный луч падает из оптически более плотной среды в менее

плотную под углом, большим угла полного внутреннего отражения. Поэтому он через призму не проходит и уводится в сторону. Необыкновенный же луч при известных соотношениях показателей преломления сред не испытывает полного внутреннего отражения, поэтому он пройдет сквозь призму. Вышедший свет будет, таким образом, линейно поляризован. Колебания электрического вектора в полученном луче лежат в плоскости главного сечения призмы Николя.

Поляризаторами вообще называют разнообразные устройства, используемые для получения, обнаружения и анализа плоскополяризованного света. Поляризаторы свободно пропускают колебания вектора \vec{E} , параллельные плоскости, которую называют плоскостью пропускания поляризатора. Всякий поляризатор может быть использован для исследования поляризованного света, т.е. в качестве анализатора. В этом случае плоскость колебаний прошедшего через прибор света будет совпадать с плоскостью пропускания анализатора.

Интенсивность света, прошедшего последовательно через поляризатор и анализатор, будет максимальной, если плоскости пропускания поляризатора и

анализатора параллельны, т.е. при угле между ними $\theta = 0$. При $\theta = \pi/2$ интенсивность равна нулю – скрещенные поляризаторы свет не пропускают.

При прохождении линейно-поляризованного света через некоторые среды за счет взаимодействия с этой средой происходит изменение направления поляризации света – поворот плоскости поляризации вокруг направления распространения света. Это явление носит название естественной оптической активности. Ею обладают кристаллы (например, кварц), некоторые чистые жидкости (скипидар), растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (широко известным примером является используемый в данной работе водный раствор сахара).

Угол поворота φ плоскости поляризации в растворах естественно активных веществ при постоянной температуре и длине волны света определяется из закона, установленного экспериментально в 1831 г. французом Ж.-Б. Био:

$$\varphi = \alpha \cdot L \cdot C, \quad (1)$$

где φ – угол вращения плоскости поляризации раствора в градусах;

α – удельное вращение измеряемого оптически активного вещества для длины волны 589 нм и температуры 20°C;

L – длина кюветы;

C – концентрация.

Коэффициент пропорциональности, характеризующий зависимость угла поворота от природы вещества, обозначают α и называют удельным вращением (постоянной вращения). Зависимость угла поворота от толщины слоя оптически активного вещества линейна. Из теории известно, что поворот определяется числом молекул, которые свет встречает на своем пути. Зная коэффициент α для данного раствора и измерив угол поворота φ , можно рассчитать эту концентрацию раствора.

Этот метод определения концентрации активных веществ и стал основным методом количественного анализа в фармакологии (камфоры, никотина) и сахарной промышленности (сахара). Приборы, используемые для этих целей, получили название поляриметров или сахариметров.

Описание лабораторной установки

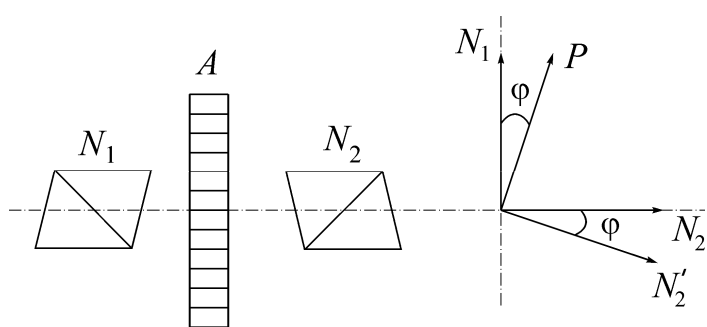


Рис. 2

Если активность не слишком мала, то угол поворота легко измерить на простейшей установке (рис. 2). Если между скрещенными призмами Николя N_1 и N_2 поместить активное вещество A , то это вызовет просветление поля зрения. Чтобы восстановить темноту, надо повернуть анализатор N_2 на угол φ ,

равный углу поворота плоскости поляризации P веществом A . Однако малые углы поворота таким простейшим способом измерить невозможно. Поэтому широко применяется полутеневая установка.

В данной лабораторной работе, используя промышленный прибор – поляриметр, основанный на полутеневом методе определения угла поворота, определяют неизвестную концентрацию сахара методом сравнения с поворотом плоскости поляризации раствором сахара с известной концентрацией. На рис. 3 изображен круговой поляриметр СМ-1 и указаны его следующие основные элементы: источник света (натриевая лампа) 1, конденсор 2, поляризатор 3, кювета с исследуемым веществом 4, анализатор 5, диск с нанесенными на него

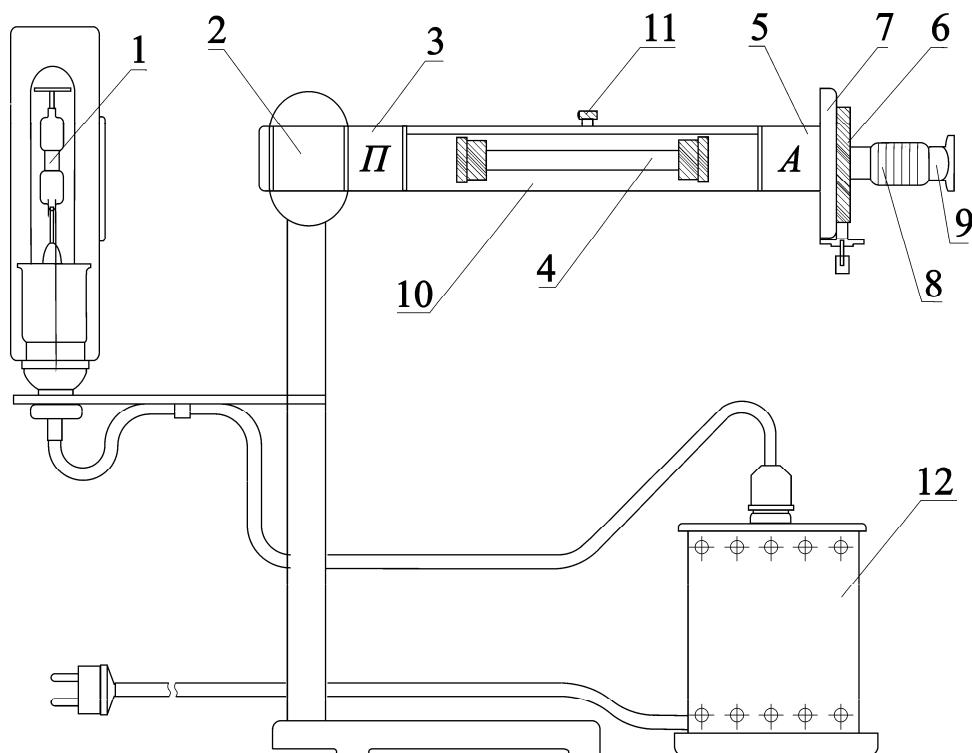


Рис. 3

двумя шкалами нониуса 6, неподвижный лимб 7, муфта 8, зрительная труба 9. Поступательное перемещение муфты вдоль зрительной трубы изменяет положение окуляра и таким образом отвечает за настройку изображения на резкость. Вращение муфты поворачивает жестко связанные с ней анализатор и нониусы. Также на рисунке указаны кюветное отделение 10, закрывающая его шторка 11 (во избежание проникновения постороннего света) и источник питания натриевой лампы 12.

В поляриметре использован полутеневой анализатор, в котором применен принцип уравнивания яркостей разделенного на три части поля зрения. Разделение поля зрения на три части осуществлено введением в оптическую систему прибора кварцевой пластинки, которая занимает только среднюю часть поля зрения.

Свет от натриевой лампы, пройдя через конденсор и поляризатор, средней частью пучка проходит через кварцевую пластинку и анализатор, а двумя крайними частями пучка - только через анализатор. Поэтому если между анализатором и поляризатором ввести кювету с оптически активным раствором, то наблюдается различная окраска средней и крайних частей поля зрения (вид *a*) или *б*) на рис. 4).

Уравнивание яркостей частей поля зрения производится путем поворота анализатора на угол, равный углу поворота плоскости поляризации жидкостью. Это отвечает искомому углу φ_i , вид поля зрения при этом

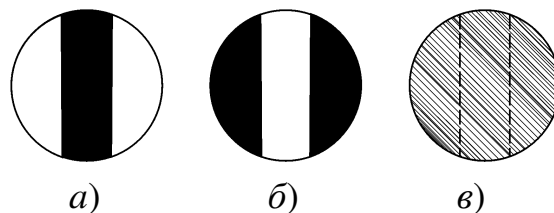


Рис. 4

соответствует изображению *в*) на рис. 4., т.е. в поле зрения не должно быть заметно резкого выделения сторон кварцевой пластинки. Уравнивание яркостей частей поля происходит вблизи полного затемнения поля, что соответствует почти полному скрещиванию поляризатора и анализатора ($83 - 85^\circ$).

Значение искомого угла будет точнее, если из описанного выше значения вычесть начальный отсчет поляриметра φ_0 , соответствующий отсутствию раствора. А чтобы в остальном путь светового пучка был неизменным, для определения φ_0 используют кювету с чистой дистиллированной водой. Таким образом, разностью двух отсчетов, соответствующих равенству яркостей частей поля с оптически активной жидкостью и без нее, определяется искомый угол вращения плоскости поляризации: $\varphi_i - \varphi_0$.

Определение величины угла производится совместно по двум шкалам: лимбу и нониусу. Шкалы нанесены на лицевую часть поляриметра, вокруг зрительной трубы. На центральном подвижном круге (рис. 5), вращающемся одновременно со зрительной трубой 3, нанесены диаметрально напротив друг друга две шкалы нониуса 1. На лимбе 2 (наружная неподвижная окружность) по часовой стрелке нанесена градусная шкала от 0 до 360° . Нониусы обозначены римскими цифрами I и II и имеют по 20 делений. Цена одного деления нониуса составляет $0,05^\circ$. При снятии отсчетов руководствоваться шкалой нониуса (I или II), указанной преподавателем.

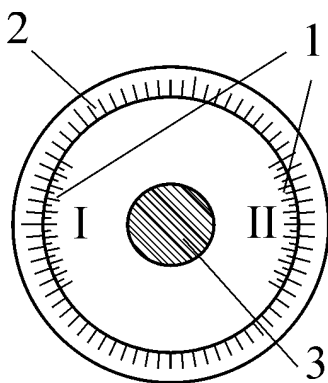


Рис. 5

Полный отсчёт угла по прибору, складывается из отсчётов целых градусов по лимбу и долей градуса по шкале нониуса. При снятии начального отсчета φ_0 следует обратить внимание на то, что если нулевой штрих нониуса оказался относительно нулевого штриха лимба смещенным по часовой стрелке, то начальному отсчету приписывается знак (+), если против часовой стрелки - знак (-).

Порядок выполнения работы

1. Получить у инженера лаборатории три кюветы со следующим содержимым: дистиллированная вода, 10%-й раствор сахара и раствор неизвестной концентрации.

2. Включить источник света в поляриметре, нажав тумблер на источнике питания 12 (см. схему поляриметра на рис. 3). Дать установке прогреться 3-5 минут.

3. Поместить кювету 4 с дистиллированной водой в кюветное отделение поляриметра 10 и закрыть шторкой 11. Настроить окуляр на резкое изображение линий раздела поля зрения (рис. 4: вид *a* или *б*). Для этого, глядя в зрительную трубу, перемещать поступательно вперед-назад муфту 8 вдоль зрительной трубы 9 (рис. 3).

4. После этого вращением муфты (при этом одновременно поворачиваются жестко связанные с ней анализатор 5 и нониус 6) с целью добиться равенства яркостей частей поля зрения в чувствительном положении. Работу производить в полутеневом поле (в области малых освещенностей), там, где небольшой поворот анализатора в одну сторону резко изменяет освещенность поля зрения. Уравняв освещенность поля зрения (рис. 4, *в*), снять начальный отсчет φ_0 . Опыт повторить три раза.

5. Заменить кювету с водой на кювету с 10%-м раствором сахара и, аналогично выровняв освещенности трех частей поля зрения, снять отсчет φ_1 , измерения повторить три раза.

6. Поместить в сахариметр кювету с раствором сахара неизвестной концентрации и аналогично снять отсчет φ_2 , измерения повторить три раза.

7. Рассчитать неизвестную концентрацию сахара по формуле:

$$C = 10\% \cdot \frac{\varphi_2 - \varphi_0}{\varphi_1 - \varphi_0} \quad (2)$$

8. Вывести формулу для расчета погрешности искомой концентрации и рассчитать ошибку результата.

Контрольные вопросы

1. Какой свет называется естественным? Какой свет называется линейно-, или плоскополяризованным?

2. Какая плоскость называется плоскостью поляризации?

3. В чем заключается явление двойного лучепреломления? Что называют оптической осью кристалла? Каковы особенности обыкновенного и необыкновенного лучей?

4. Как связаны между собой показатели преломления исландского шпата для обыкновенного и необыкновенного лучей в николе и показатель преломления канадского бальзама? Как это соотношение использовано в конструкции николя?

5. Что понимают под оптической активностью? Какие вещества демонстрируют это свойство?

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы – Исследование характера поляризации лазерного излучения и экспериментальная проверка закона Малюса.

Общие положения

Поперечные волны обладают особым, присущим только им, свойством, известным под названием поляризация. Под этим понимается пространственное соотношение между направлением распространения светового луча и направлением колебания вектора напряженности электрического \vec{E} (или магнитного \vec{H}) поля. Теория Максвелла для электромагнитной волны утверждает только, что векторы напряженности электрического и магнитного полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, но не накладывает никаких ограничений на их поведение в этой плоскости. Друг относительно друга вектора \vec{E} и \vec{H} ориентированы взаимно перпендикулярно. Поэтому для описания колебаний в световой волне достаточно указывать один из них. Исторически таким вектором выбран вектор напряженности электрического поля \vec{E} , который также называют световым.

Если при распространении световой волны направление колебаний электрического вектора \vec{E} бессистемно, хаотически изменяется с равной амплитудой и, следовательно, любое его направление в плоскости, перпендикулярной распространению волны, равновероятно, то такой свет называют неполяризованным, или естественным. Если колебания электрического вектора фиксированы строго в одном направлении, свет называется линейно- или плоскополяризованным.

Плоскость, образованная направлением распространения электромагнитной волны и направлением колебаний вектора напряженности электрического поля, называется плоскостью поляризации электромагнитной волны.

Поляризация света наблюдается при отражении и преломлении света на границе прозрачных изотропных диэлектриков. Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отличен от нуля, то отраженный и преломленный пучки оказываются частично-поляризованными (рис.1).

В отраженном свете преобладают колебания вектора \vec{E} , перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном свете – параллельные плоскости падения. Степень поляризации обеих волн (отраженной и преломленной) зависит от угла падения. Соответствующую зависимость в 1815 г. установил шотландец Дэвид Брюстер. Как показали опыты, при некотором значении угла падения светового луча на границу

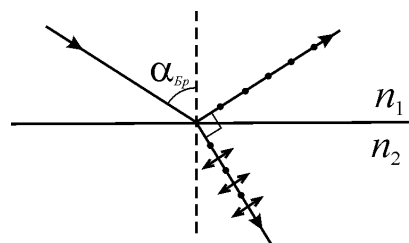


Рис. 1

раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 соответственно, угол между отраженным и преломленным лучом становится равен 90° . При таком условии отраженный луч оказывается полностью поляризован (колебания вектора \vec{E} в нем перпендикулярны плоскости падения). Прошедший луч поляризован частично и содержит преимущественно параллельную составляющую вектора \vec{E} . Тогда значение угла, соответствующего полной поляризации отраженного луча, определяется из закона преломления:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin(90^\circ - \alpha)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha, \text{ т.е. :}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1)$$

Соответствующий угол падения $\alpha_{\text{Бр}}$ называют углом Брюстера.

Степень поляризации преломленной волны при угле падения, равном углу Брюстера, достигает максимального значения, однако эта волна остается лишь частично поляризованной. Так как коэффициент отражения света в данном случае значительно меньше единицы (около 0,15 для границы раздела воздух-стекло), можно использовать преломленный свет, повышая его степень поляризации путем ряда последовательных отражений и преломлений. Это осуществляют с помощью, так называемой стопы, состоящей из нескольких одинаковых и параллельных друг другу пластинок, установленных под углом Брюстера к падающему свету. При достаточно большом числе пластинок проходящий через эту систему свет будет практически полностью линейно-поляризованным. И интенсивность прошедшего через такую стопу света (в отсутствие поглощения) будет равна половине падающего на стопу естественного света.

Эта идея нашла высокоэффективное использование в лазерах, где торцы разрядной трубки представляют собой плоскопараллельные стеклянные пластинки, расположенные под углом Брюстера к оси трубки (рис. 2). Поэтому излучение, распространяющееся вдоль оси трубки между зеркалами и поляризованное в плоскости падения на пластинки, многократно проходит сквозь них практически беспрепятственно, не испытывая отражения. В результате из лазера выходит луч, поляризованный в этой плоскости, что и показано на рисунке. Другая составляющая излучения, плоскость поляризации которой перпендикулярна плоскости падения, почти полностью удаляется из пучка благодаря отражениям.

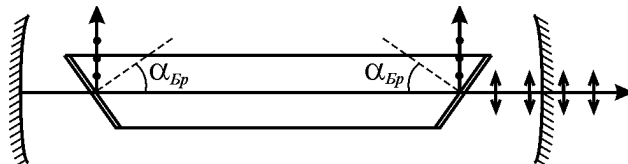


Рис. 2

Для получения, обнаружения и анализа плоскополяризованного света используют приспособления, называемые поляризаторами. Поляризаторы могут быть сконструированы на основе рассмотренного отражения и преломления света на границе раздела двух сред, также на основе двойного лучепреломления (призмы Николя), на основе явления дихроизма.

Поляризаторы свободно пропускают колебания вектора \vec{E} , параллельные плоскости, которую называют плоскостью пропускания поляризатора. Колебания же, перпендикулярные к этой плоскости, задерживаются полностью или частично. Широкое распространение для получения плоскополяризованного света имеют поляризаторы, действие которых основано на явлении дихроизма – селективного поглощения света в зависимости от направления колебаний электрического вектора световой волны. Сильным дихроизмом обладают кристаллы турмалина.

Для получения плоско-поляризованного света применяются также поляроиды – пленки на которые, как правило, наносятся кристаллики герпатита – двоякопреломляющего вещества с сильно выраженным дихроизмом в видимой области. Так, при толщине $\approx 0,1$ мм такая пленка полностью поглощает лучи с перпендикулярными к плоскости падения колебаниями \vec{E} в видимой области спектра, являясь в таком тонком слое хорошим поляризатором. Недосток поляроидов по сравнению с поляризационными призмами – их недостаточная прозрачность, селективность поглощения при разных длинах волн и небольшая термостойкость.

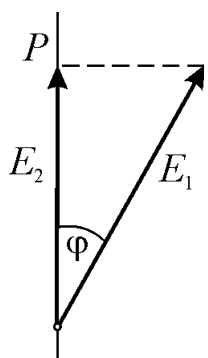


Рис. 3

Поляризаторы можно использовать и в качестве анализаторов – для определения характера и степени поляризации интересующего нас света. Пусть на анализатор падает линейно-поляризованный свет, вектор \vec{E}_1 которого составляет угол φ с плоскостью пропускания P (рис. 3, где направление светового пучка перпендикулярно к плоскости рисунка). Анализатор пропускает только ту составляющую вектора \vec{E}_1 , которая параллельна его плоскости пропускания P ,

т.е. $E_2 = E_1 \cdot \cos \varphi$. Интенсивность пропорциональна квадрату модуля светового вектора ($I : E^2$), поэтому интенсивность прошедшего света:

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \varphi \quad (2)$$

где I_1 - интенсивность падающего плоскополяризованного света. Это соотношение было установлено в 1810 г. французским физиком Этьеном Луи Малюсом и носит название закона Малюса.

Описание лабораторной установки.

Источником света служит полупроводниковый лазер. На пути светового луча лазера закреплен поляроид с нанесенной на торец его оправы круговой шкалой и фоточувствительный приемник, подключенный к вольтметру. Фотоприемник позволяет оценить интенсивность попадающего в него светового пучка. Соединенный с фотоприемником универсальный вольтметр используется в режиме измерения постоянного тока в мА.

Порядок выполнения работы

1. Включить источник (лазер) и вольтметр. Проверить, что на вольтметре выбран режим измерений «постоянный ток», а предел измерений – до 0,2 мА.

2. Аккуратно убрать поляроид из хода луча лазера. Убедиться, что световой луч попадает в отверстие фотоприемника. Записать показание вольтметра (соответствует интенсивности I_0 , не ослабленной поляроидом).

3. Вставить поляроид в ход луча, зафиксировав его между направляющими стержнями. Вращая поляроид, следить за изменениями показаний вольтметра. Найти таким образом положение максимума пропускания и, начиная с него провести измерения интенсивности прошедшего через поляроид излучения в зависимости от угла поворота поляроида: записать показание вольтметра, затем повернуть поляроид на 10° , подождать несколько секунд, чтобы фотоэлемент отреагировал на это изменение интенсивности света и записать следующее показание вольтметра. Таким образом, с шагом в 10° , записывать показания вольтметра, пока не будет сделан целый оборот поляроида вокруг светового пучка. Данные измерений оформить в виде таблицы.

4. Проанализировав записанные показания вольтметра (можно считать их значениями интенсивности I прошедшего света), найти максимальное I_{max} , соответствующее углу φ_m , и разделить каждое из экспериментальных значений I на I_{max} . Результаты занести в таблицу. Таким образом, нормированное значение интенсивности I/I_{max} будет лежать в пределах от 0 до единицы.

Построить график зависимости нормированной интенсивности I/I_{max} от угла φ поворота поляроида в полярных координатах: из начала координат провести с помощью транспортира вспомогательные линии (оси) с шагом в 10° . Выбрать масштабную единицу (прочертить единичную окружность). Затем на каждой оси отметить точкой соответствующее значение нормированной интенсивности. Соединить полученные экспериментальные точки аппроксимирующей кривой.

5. На той же координатной плоскости построить график зависимости $\cos^2(\varphi - \varphi_m)$ от угла поворота поляроида φ .

6. Проанализировать полученные кривые.

7. Найти коэффициенты пропускания использованного поляроида для параллельной и перпендикулярной ориентации его плоскости пропускания по отношению направлению колебаний вектора \vec{E} в излучении лазера: $k_p = I_{max}/I_0$ и

$$k_{\perp} = I_{min}/I_0.$$

Контрольные вопросы

1. Какой свет называется естественным?
2. Какой свет называется линейно-, или плоскополяризованным?
3. Какая плоскость называется плоскостью поляризации?

4. Чем замечателен угол Брюстера?
5. Как практически отличить естественный свет от плоскополяризованного?
6. Что выражает закон Малюса? Поясните на примере.
7. Анализатор в два раза ослабляет интенсивность падающего на него поляризованного света. Каков угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора? (Поглощением внутри пренебречь.)
8. Естественный свет интенсивности I_0 последовательно проходит два поляроида. Главная плоскость следующего поляроида повернута относительно предыдущего на угол 20° . Найдите интенсивность на выходе этой системы. Поляроиды (по степени прозрачности) считать такими же, как использованный в работе.

Кафедра физики

Кафедра физики как одна из общеобразовательных кафедр существует с момента организации Ленинградского института точной механики и оптики. В довоенные и послевоенные годы кафедре возглавляли А.П. Ющенко, затем профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Поллак, И.В. Поройков, К.К. Аглинцев, Д.Б. Гогоберидзе, Н.А. Толстой, С.В. Андреев, А.Я. Вятский, основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев и его ученики доцент А.Ф. Бегункова и профессор Н.А. Ярышев, профессор С.К. Стафеев. В настоящее время коллектив кафедры составляют выпускники нашего университета, Ленинградского Политехнического института, физического факультета Ленинградского государственного университета. На кафедре успешно работают 7 профессоров, докторов наук; 18 доцентов, кандидатов наук; 1 старший преподаватель, кандидат наук; 2 старших преподавателя и 2 ассистента.

С момента образования кафедры ее сотрудники уделяют большое внимание совершенствованию методики преподавания физики, как одной из базовых дисциплин подготовки будущих инженеров и формирующему интеллект предмету. Сотрудниками кафедры написано более сорока учебных пособий для студентов по различным разделам инженерного курса физики, по проведению лабораторных работ, обработке результатов физического эксперимента и решению физических задач. В настоящее время проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В тесном сотрудничестве с объединением «Росучприбор» Министерства Образования России ведется разработка лабораторных учебных стендов и практикумов.

Коллектив кафедры ведет активную научную работу. В 1957-1973 годах было сформировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом. С 1973 года получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, нестационарной теплопроводности и теплотрии. С 1979 года стали систематически проводиться научные разработки в области спектроскопии разупорядоченных конденсированных систем, с 1987 года по физике волновых процессов, нелинейной оптике и радиофизике анизотропных сред, с 1994 года - по оптическому и рентгеновскому рассеянию надмолекулярными, в частности, фрактальными структурами, с 1999 года – по фотонным кристаллам. Научные разработки кафедры неоднократно удостоивались грантов Министерства образования, Российских и Международных научных фондов. За последние два года (2010, 2011) трое сотрудников кафедры защитили кандидатские диссертации.

С 1993 года кафедра получила статус выпускающей по специальности «Профессиональное обучение. Компьютерные технологии», а с 2003 года – по

специальности «Информационные системы и технологии». Значительно увеличился объем научно-методической и научно-исследовательской работы со студентами, бакалаврами, расширен прием в аспирантуру. Десятки студентов и аспирантов, руководимые преподавателями кафедры, удостоивались стипендий Президента России, Правительства России, Администрации Санкт-Петербурга, Международных организаций (ISSEP, SPIE и др.).