

535
И83

ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. Е. ИРОДОВ

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Ч а с т ь IV

ОПТИКА

МОСКВА 1967

525
1183

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. Е. ИРОДОВ

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Часть IV

ОПТИКА

МОСКВА 1967

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Методические указания	3
Работа 1. Изучение зрительной трубы	5
Работа 2. Исследование сложной оптической системы	11
Работа 3. Исследование дисперсии стеклянной призмы	18
Работа 4. Исследование поглощения света	26
Работа 5. Изучение интерференции с помощью биризмы	31
Работа 6. Изучение интерференции методом колец Ньютона	38
Работа 7. Изучение интерференционного микроскопа	44
Работа 8. Изучение интерферометра Рэлея	52
Работа 9. Изучение метода фазового контраста	57
Работа 10. Изучение дифракции Фраунгофера	64
Работа 11. Изучение отражательной дифракционной решетки	71
Работа 12. Исследование дифракции света на ультразвуке	78
Работа 13. Изучение явления поляризации света	85
Работа 14. Исследование эллиптически поляризованного света	92
Работа 15. Изучение метода фотоупругости	100
Работа 16. Изучение естественного вращения плоскости поляризации	105
Работа 17. Изучение магнитного вращения плоскости поляризации	110
Приложения	115

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый сборник описаний лабораторных работ радикально переработан по сравнению с предыдущим изданием. Основные цели, которые ставились при этом: сделать работы более интересными и содержательными в физическом отношении, усовершенствовать методику проведения работ, а также повысить уровень требований, предъявляемых к их выполнению.

В связи с этим заново составлены описания почти ко всем работам, введены новые задания, изменена методика проведения большинства работ, шире использованы графические методы обработки результатов измерений, к каждой работе составлены контрольные вопросы. Изменен также состав лабораторных работ: часть прежних работ исключена, поставлены две новые работы (10 и 14).

Иродов И. Е.

Редактор Череватенко Л. И.
Техн. редактор Суровенков И. М.
Корректор Светлова Н. А.

Сдано в набор 14/X-67 г.
Объем 7,25 печ. л.

Подписано в печать 3/XII-67 г.

Бумага 60×90/16.
Заказ 828, Тираж 2600,

Типография МИФИ, М. Пионерская, 12

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

В лаборатории оптики студенту предстоит ознакомиться со сложной оптической аппаратурой и приборами, действие которых основано на достаточно сложных и тонких явлениях. Это требует особенно тщательной предварительной подготовки к выполнению лабораторных работ. Поэтому кроме описания работы, содержащего весьма краткие сведения, необходимо использовать и другие учебные пособия по оптике.

При выполнении лабораторных работ не следует ограничиваться *механическим* повторением операций, указанных в заданиях. Необходимо отчетливо представлять себе в каждом случае, почему делается *именно так*, а не иначе, какова роль каждого элемента оптической системы. Рекомендуется в ходе выполнения работы подумать над возможностью других вариантов решения задачи (или отдельных ее частей), обсудив с преподавателем их реальность. Только при таком критическом подходе можно приобрести навык к самостоятельным исследованиям.

При работе с оптическими приборами, находящимися в лаборатории, следует помнить о необходимости *веселья осторожного* обращения с ними. В частности, оптические поверхности нельзя протирать случайными материалами, нельзя также применять силу при установке или регулировке каких-либо частей приборов.

В процессе измерений следует систематически и аккуратно вести запись результатов измерений в лабораторный журнал. Помнить, что от этого во многом зависит успех всякой экспериментальной работы. Результаты измерений, как правило, необходимо заносить в таблицы, формы которых нужно предварительно тщательно продумать. Все факторы, способные оказать влияние на точность измерений, необходимо, также записывать.

Рекомендуется по крайней мере часть вычислений и графических построений проводить в процессе самой работы, чтобы иметь возможность сразу же судить о ходе измерений, достоинствах и недостатках метода и состояния установки.

Оформление работы заканчивается написанием краткого *заключения*, в котором должно быть указано:

- 1) что и каким методом измерялось;
- 2) полученный результат с указанием его погрешности;
- 3) краткое обсуждение полученного результата и анализ погрешностей.

Работа 1

ИЗУЧЕНИЕ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ

Введение. Зрительная труба представляет собой оптическую систему, служащую для наблюдения удаленных предметов, или более обще — для наблюдения в параллельных лучах. Она состоит из длиннофокусного объектива и короткофокусного окуляра, расположенных так, что задний фокус объектива совпадает с передним фокусом окуляра. Благодаря этому падающий пучок параллельных лучей выходит из этой системы также в виде параллельных лучей (такие системы называются *телескопическими*).

В зрительной трубе кеплеровского типа (рис. 1.1) объектив *1* образует действительное обратное и уменьшенное

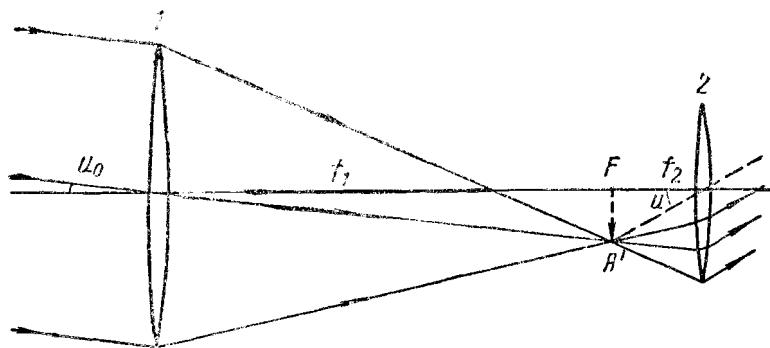


Рис. 1.1.

изображение *A'* наблюдаемого удаленного объекта, которое рассматривают в окуляр *2* как через лупу.

Основными характеристиками зрительной трубы являются: увеличение, светосила, поле зрения и разрешающая способность.

Увеличением зрительной трубы называют отношение тангенса угла α , под которым объект виден в трубе (см. рис. 1.1) к тангенсу угла α_0 , под которым этот объект виден невооруженным глазом:

$$\gamma = \frac{\tan \alpha}{\tan \alpha_0}. \quad (1.1)$$

Из рис. 1.1 видно, что $\frac{\tan \alpha}{\tan \alpha_0} = \frac{f_1}{f_2}$, где f_1 и f_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра трубы. С другой стороны, из рис. 1.2 следует, что $\frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2}$, где D_1 и D_2 — диаметры сечений входящего и выходящего лучков. Таким образом,

$$\gamma = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2}, \quad (1.2)$$

т. е. увеличение зрительной трубы, равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра или отношению диаметров сечений входящего и выходящего пучков.

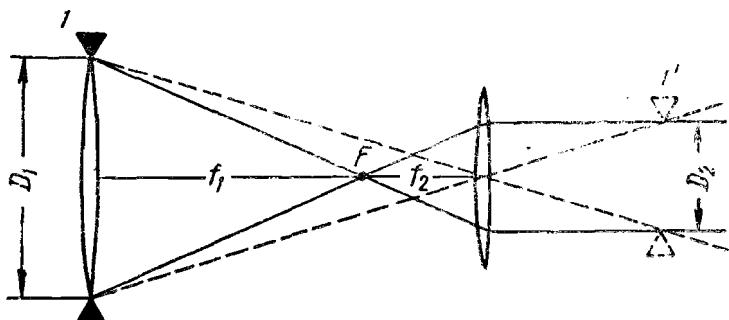


Рис. 1.2.

Для зрительной трубы диаметр входящего пучка D_1 равен диаметру оправы объектива, диаметр же выходящего пучка D_2 (рис. 1.2) совпадает с диаметром изображения I' оправы объектива I в окуляре трубы (на этом основан способ его измерения).

Светосилой объектива называют отношение диаметра объектива к его фокусному расстоянию ($D_1 : f_1$). От этой величины зависит *субъективная* яркость рассматриваемых предметов (субъективное ощущение яркости определяется освещенностью на сетчатке глаза в пределах изображения).

Полем зрения называют область пространства, видимую в зрительную трубу. Эта область имеет вид конуса. Поле зрения характеризуют угловым диаметром, равным углу раствора этого конуса.

Разрешающей способностью A зрительной трубы называют величину, обратную предельному углу $\Phi_{\text{пр}}$, угловому расстоянию между двумя еще различимыми в трубу точками или штрихами рассматриваемого объекта:

$$A = \frac{1}{\Phi_{\text{пр}}}. \quad (1.3)$$

где угол $\Phi_{\text{пр}}$ берется в радианах. Разрешающая способность зависит от ряда факторов: совершенства оптической системы, диаметра объектива, яркости объекта, свойств глаза наблюдателя и др.

Для определения разрешающей способности пользуются специальными штрихованными таблицами — *мирами* (рис. 1.3). В каждом квадрате миры штрихи расположены по четырем различным направлениям, имеют одинаковую толщину и одинаковые расстояния между собой.

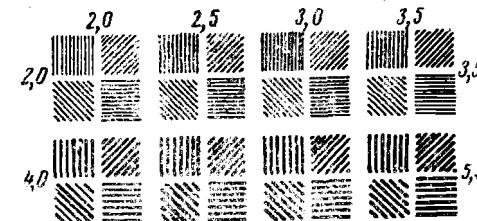


Рис. 1.3.

Расстояния между штрихами для каждого номера квадрата можно найти по таблице, прилагаемой к установке.

Описание установки. Установка для изучения зрительной трубы состоит из трех основных частей (рис. 1.4): осветите-

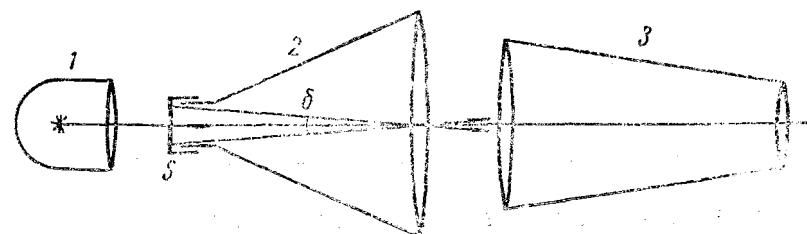


Рис. 1.4.

ля 1 (источника света с конденсорной линзой); коллиматора 2, в передней фокальной плоскости которого помещают наблюдаемый объект S , и зрительной трубы 3 кеплеровского типа.

Коллиматор позволяет наблюдать объект в параллельных лучах, что эквивалентно удалению его на бесконечность. Осветитель подключается к сети через трансформатор, снабженный ручкой — регулятором напряжения.

К установке прилагаются: предметная шкала с ценой деления 0,1 мм; вспомогательная зрительная труба, настроенная на бесконечность; измерительная лупа со шкалой (цена деления 0,1 мм), миры и набор диафрагм с круглыми отверстиями.

ЗАДАНИЯ

1. Определение углового диаметра поля зрения

Вставить трубку с предметной шкалой в фокальную плоскость коллиматора. Установить непосредственно перед объективом коллиматора вспомогательную зрительную трубу. Отцентрировать положение системы. Включив осветитель, установить накал лампы, наиболее удобный для наблюдения. Перемещением трубы с предметной шкалой добиться отчетливого видения этой шкалы через зрительную трубу (это означает, что предметная шкала находится в фокальной плоскости коллиматора).

Заменить вспомогательную зрительную трубу исследуемой и сфокусировать ее на четкое видение предметной шкалы. Накал лампы осветителя установить наиболее удобным для наблюдения. Отрегулировать положение трубы так, чтобы изображение предметной шкалы располагалось по диаметру поля зрения.

Подсчитать число видимых делений предметной шкалы n . Зная цену деления этой шкалы a и фокусное расстояние объектива коллиматора f , вычислить угловой диаметр поля зрения (в угловых градусах) по формуле

$$\delta = \frac{\pi a}{f}.$$

(Эта формула непосредственно следует из рассмотрения рис. 1.4 с учетом малости угла δ .)

2. Определение увеличения зрительной трубы

Это задание следует выполнить двумя способами.

Первый способ: определение увеличения по отношению тангенсов углов, под которыми виден предмет через зрительную трубу и без нее.

Для этого поместить за исследуемой трубой вспомогательную зрительную трубу, настроенную на бесконечность. В ее поле зрения должно быть видно четкое изображение предметной шкалы. Измерить по окулярной шкале этой трубы

расстояние l , например между двумя большими делениями изображения предметной шкалы.

Убрать исследуемую трубу. В поле зрения вспомогательной трубы вновь будет наблюдаться изображение предметной шкалы. Опять измерить по окулярной шкале трубы расстояние l_0 между теми же двумя большими делениями предметной шкалы.

Измеренные расстояния l и l_0 , очевидно, равны: $l = f \operatorname{tg} u$ и $l_0 = f \operatorname{tg} u_0$, где f — фокусное расстояние объектива вспомогательной зрительной трубы; u и u_0 — угловые расстояния между изображениями больших делений предметной шкалы на выходе исследуемой зрительной трубы и коллиматора соответственно. Отсюда увеличение исследуемой трубы

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u}{\operatorname{tg} u_0} = \frac{l}{l_0}.$$

Второй способ: определение увеличения по отношению диаметра сечения входящего пучка D_1 к диаметру сечения выходящего пучка D_2 .

Диаметр D_1 измеряется непосредственно миллиметровой линейкой. Для измерения же диаметра D_2 следует заменить вспомогательную трубу измерительной лупой. Придвинув ее к окуляру исследуемой зрительной трубы, найти такое положение, при котором получится четкое и полное изображение оправы объектива трубы (без параллакса относительно шкалы лупы). Убедиться в том, что наблюдается именно изображение оправы объектива. Для этого достаточно поднести вплотную к объективу, например, край листа бумаги, при этом в поле зрения лупы должно появиться его четкое изображение. Измерить по шкале лупы диаметр изображения оправы D_2 и по формуле (1.2) вычислить увеличение трубы.

Сравнить результаты, полученные обоями способами.

3. Исследование разрешающей способности трубы

Заменить предметную шкалу трубкой с мирами. Для более точной установки ее в фокальной плоскости коллиматора воспользоваться вспомогательной зрительной трубой (как в задании 1).

Установить затем на место вспомогательной трубы исследуемую, тщательно сфокусировав ее на четкое видение миры (накал лампы должен быть при этом наиболее удобным для наблюдения).

Внимательно рассматривая изображение миры, найти ту группу квадратов, штрихи которой еще различимы по всем четырем направлениям. По цифрам, соответствующим этой группе квадратов, определить с помощью таблицы, прилагаемой к установке, расстояние s между штрихами.

Аналогичные измерения произвести для всех диафрагм, вставляя их поочередно в паз перед объективом исследуемой зрительной трубы. Накал лампы при этом должен оставаться прежним.

Зная расстояние s между штрихами (на пределе разрешения) и фокусное расстояние коллиматора f , вычислить для каждой диафрагмы предельный угол $\psi_{\text{пр}} = \frac{s}{f}$ (в угл. мин или сек) и разрешающую способность A .

По полученным результатам построить графики зависимости $\psi_{\text{пр}}$ и A от диаметра входного отверстия трубы.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие галилеевой зрительной трубы от трубы кеплеровского типа? Построить ход лучей в галилеевой трубе.
2. Оба ли способа определения увеличения, описанные в этой работе, пригодны для галилеевой зрительной трубы?
3. Зависят ли результаты измерений в этой работе от расстояния между зрительной трубой и коллиматором?
4. В чем преимущества зрительной трубы с большим диаметром объектива?
5. Почему в каждом квадрате четырьмя штрихами расположены по разным направлениям?

Работа 2

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Введение. Рассмотрим *идеальную* оптическую систему. В такой системе все лучи, выходящие из любой точки предмета, собираются после прохождения системы в одной точке изображения. Хорошим приближением к идеальной системе является *центрированная* оптическая система, если ограничиться лучами, образующими малые углы с главной оптической осью системы (параксимальные лучи).

Идеальная оптическая система обладает рядом так называемых *кардиальных точек*, лежащих на главной оптической оси системы. Знание положения и свойств этих точек резко упрощает анализ оптических систем и позволяет легко

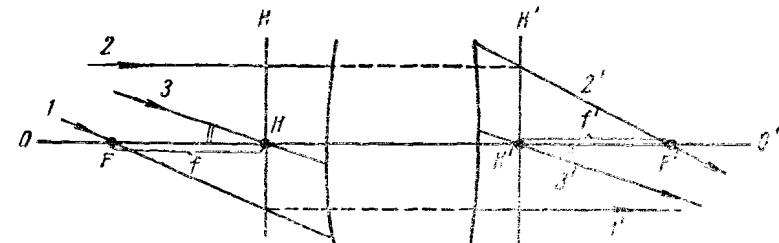


Рис. 2.1.

находить изображение любой точки предмета, совершенно не рассматривая действительного хода лучей внутри самой системы.

Рассмотрим три пары кардиальных точек и их свойства (рис. 2.1.).

1. *Передний F и задний F'* главные фокусы. Любой луч, иадающий на систему и проходящий через точку F , — передний главный фокус — после прохождения системы идет параллельно главной оптической оси $O-O'$ (луч 1, $1'$). Любой

луч, падающий на систему параллельно главной оптической оси, после выхода из системы проходит через точку F' — задний главный фокус (луч 2, $2'$). Плоскости, проходящие через точки F и F' перпендикулярно к главной оптической системе, называются соответственно передней и задней фокальными плоскостями.

2. *Передняя H и задняя H' главные точки и соответствующие главные плоскости* (они проходят через точки H и H' перпендикулярно к главной оптической оси). Главные плоскости изображают друг друга с линейным увеличением, равным +1. Это значит, что если поместить отрезок y , например, в переднюю главную плоскость, то его изображение y' окажется в задней главной плоскости, причем будет прямым и равным по величине отрезку y , т. е. $y' = y$. Иначе говоря, точки, лежащие в главных плоскостях напротив друг друга, являются *сопряженными*. Расстояния FH и $F'H'$ называются соответственно передним f и задним f' фокусными расстояниями.

3. *Узловые точки K и K'* . Любой луч, проходящий через переднюю узловую точку K , после выхода из системы пересекает точку K' , причем будет идти в направлении, парал-

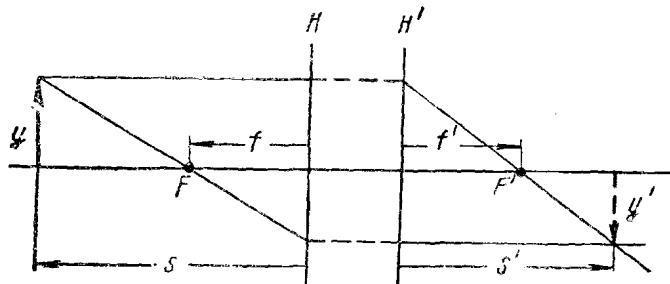


Рис. 2.2.

ельном падающему лучу. Если показатели преломления сред с обеих сторон оптической системы одинаковы, то узловые точки совпадают с главными и фокусные расстояния f и f' одинаковы (этот случай иллюстрирует рис. 2.1, см. ход луча 3, $3'$).

Следует иметь в виду, что для различных оптических систем относительное расположение кардиальных точек может сильно различаться. В частности, обе главные плоскости могут быть расположены внутри системы, вне системы, по одну сторону от нее и, наконец, в обратном порядке.

Если положение кардиальных точек для данной системы установлено, то изображение предмета может быть найдено с помощью весьма простых геометрических построений (рис. 2.2).

Кроме того, оказывается, что формула тонкой линзы

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f}. \quad (2.1)$$

остается справедливой и для сложной оптической системы, если только расстояние s до предмета отсчитывать от передней главной плоскости, а расстояние s' до изображения — от задней главной плоскости (см. рис. 2.2). Это же относится и к фокусным расстояниям f и f' . В формуле (2.1) расстояния s , s' и f следует брать с учетом знаков. Эти расстояния считаются положительными, если отсчитываются влево от соответствующих главных плоскостей, и наоборот. На рис. 2.2 s и $f < 0$, s' и $f' > 0$.

Определение положения главных точек. Если оптическая система находится в воздухе, то ее главные точки совпадают с узловыми. Поэтому для нахождения главных точек достаточно установить положения узловых точек. Для этого направим на оптическую систему пучок параллельных лучей. Очевидно, они соберутся в точке, лежащей в задней фокальной плоскости. Из свойства узловых точек следует, что если поворачивать оптическую систему вокруг вертикальной оси, проходящей через заднюю узловую точку K' , то положение точки-изображения будет оставаться неизменным в пространстве. Таким образом, задача сводится к нахождению такой точки, поворот системы вокруг которой на небольшие углы не приводит к смещению изображения. Повернув после этого оптическую систему на 180° , аналогичным образом можно определить и положение передней узловой точки K , а следовательно, и H .

Определение фокусных расстояний. Для этого можно воспользоваться методом Аббе. Поместим объ-

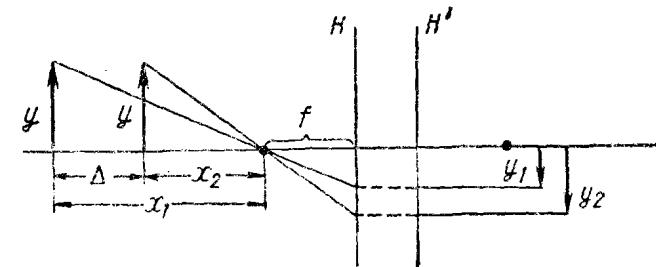


Рис. 2.3.

ект перед передним главным фокусом системы сначала на расстоянии x_1 , затем на расстоянии x_2 (рис. 2.3). Соответствующие поперечные увеличения системы в этих положениях равны

$$v_1 = \frac{y_1}{y} = \frac{f}{x_1} \quad \text{и} \quad v_2 = \frac{y_2}{y} = \frac{f}{x_2}.$$

Из этих формул следует, что фокусное расстояние системы

$$f = \frac{\Delta}{\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}}, \quad (2.2)$$

где Δ — перемещение объекта ($x_1 - x_2$).

Следовательно, для определения фокусного расстояния нужно измерить попеченные увеличения системы при двух положениях объекта относительно системы и расстояние между этими положениями.

Описание установки. В данной работе в качестве исследуемой сложной оптической системы взят телобъектив. Он представляет собой комбинацию положительной и отрицательной оптических систем (рис. 2.4). Главные плоскости те-

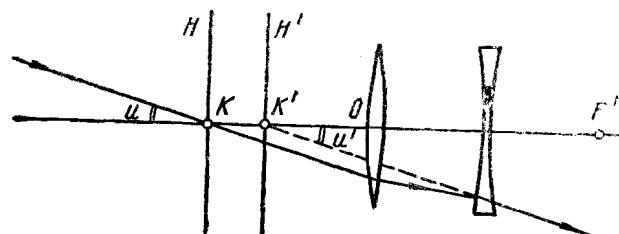


Рис. 2.4.

леобъектива вынесены вперед, благодаря чему эта система является длиннофокусной и при этом достаточно компактной.

Исследование телобъектива проводится на оптической скамье. Это массивная направляющая, на которую устано-

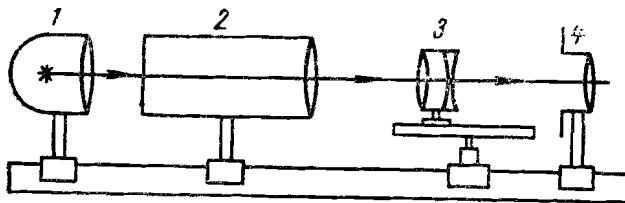


Рис. 2.5.

ливают рейтеры с необходимыми оптическими элементами. Оптическая схема установки показана на рис. 2.5. Здесь 1 — осветитель; 2 — коллиматор; 3 — телобъектив; 4 — измерительная лупа с отсчетной шкалой. Кроме того, имеется еще рейтер с предметной шкалой.

Коллиматор, в передней фокальной плоскости которого расположен крест нитей, позволяет наблюдать объект (крест

нитей) в параллельных лучах, что эквивалентно удалению его на бесконечность.

Телобъектив можно перемещать по направляющим рейтера. На направляющих имеется миллиметровая шкала, нуль которой совпадает с осью рейтера. Указатель на ползунке соответствует вершине сферической поверхности положительной линзы телобъектива (точке O на рис. 2.4).

Отсчетная шкала лупы и предметная шкала имеют одинаковую цену деления.

ЗАДАНИЯ

1. Определение положения главных точек

Поместить на оптическую скамью осветитель, коллиматор, телобъектив (положительной линзой к коллиматору) и лупу. Установить на глаз возможно точнее на одном уровне все эти элементы, приблизив их друг к другу. Затем включить осветитель.

Отцентрировав систему, передвинуть осветитель на один конец оптической скамьи, лупу — на другой конец. Коллиматор установить непосредственно перед осветителем. Тщательно сфокусировать шкалу лупы. Перемещая затем рейтер с телобъективом, добиться отчетливого изображения креста в поле зрения лупы (без параллакса относительно шкалы лупы).

Перемещая телобъектив по направляющим рейтера и сам рейтер, найти такое положение, при котором положение изображения не будет зависеть от поворотов телобъектива вокруг оси рейтера. Это означает, что ось рейтера совпала с задней узловой точкой K' . Сделать отсчет по указателю на ползунке. Этот отсчет соответствует расстоянию от выпуклой поверхности телобъектива до задней узловой, а следовательно, и главной точки H' .

Повернув телобъектив на 180° , проделать аналогичные измерения для передней узловой (и главной) точки. Соответствующий отсчет по указателю на ползунке дает положение передней главной точки относительно той же точки телобъектива.

Эти измерения проделать не менее трех раз для обеих точек.

2. Определение фокусных расстояний

Заменить коллиматор рейтером с предметной шкалой, придинув ее непосредственно к осветителю. Повернуть телобъектив положительной линзой к предметной шкале и отцентрировать систему.

Получить резкое изображение предметной шкалы (без параллакса относительно шкалы лупы) сначала при одном положении телеобъектива, затем при другом. Для повышения точности телеобъектив рекомендуется перемещать на такое расстояние Δ , чтобы увеличения β_1 и β_2 в обоих положениях как можно больше отличались друг от друга.

В каждом положении телеобъектива отсчитать число делений шкалы лупы, совпадающих с целым числом делений предметной шкалы. Отношение этих чисел дает линейное увеличение β_1 и β_2 соответственно.

Эти измерения проделать не менее трех раз для обоих положений.

Определив увеличения β_1 и β_2 и перемещение телеобъектива Δ , вычислить по формуле (2.2) заднее фокусное расстояние f' .

Повернув телеобъектив на 180° , повторить все измерения вновь и вычислить переднее фокусное расстояние f .

Из полученных значений f' и f найти среднее значение.

Изобразить в масштабе оптическую схему телеобъектива — положение главных фокусов и главных плоскостей относительно вершины его положительной линзы.

3. Проверка формулы (2.1)

Установить наибольшее расстояние телеобъектива от предметной шкалы, при котором возможно получить четкое изображение этой шкалы в поле зрения лупы. Проследить, за тем, чтобы ось рейтера телеобъектива совпадала с задней главной плоскостью. Записать положения предметной шкалы, рейтера телеобъектива и изображения (лупы). Измерения проделать не менее трех раз.

Аналогичную операцию повторить не менее чем для пяти различных положений телеобъектива относительно предметной шкалы, вплоть до наименьшего расстояния его от предметной шкалы, при котором еще возможно получить резкое изображение предмета. Зная положение главных плоскостей телеобъектива, вычислить для каждого случая средние значения отрезков s и s' (см. рис. 2.2). Убедиться, что сумма обратных величин этих отрезков одинакова во всех случаях. Выполнение этого условия свидетельствует о справедливости формулы (2.1).

Вычислить для каждого случая фокусное расстояние и затем его среднее значение. Последнее сравнить со значением, полученным в предыдущем задании.

Построить график зависимости s' от s .

Контрольные вопросы

1. Как практически можно определить фокусное расстояние тонкой рассеивающей линзы?
2. Какие пары кардинальных точек (FF' , HH' и KK') являются сопряженными?
3. Построить изображение в телеобъективе, если предмет находится между передним главным фокусом и передней главной плоскостью.
4. Построить ход лучей в системе коллиматор — телеобъектив — лупа, если предмет находится в фокальной плоскости коллиматора.
5. Найти построением положение кардинальных точек F , F' , H и H' для системы, состоящей из двух положительных тонких линз, если фокусное расстояние одной линзы $f_1 = \frac{1}{2}d$, другой $f_2 = \frac{3}{2}d$ (d — расстояние между линзами).

Работа 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЫ

Введение. Как известно, показатель преломления характеризует оптические свойства вещества и представляет собой отношение скорости света в вакууме к скорости света в веществе. Он определяется как отношение синуса угла падения света к синусу угла преломления.

Показатель преломления зависит как от свойств самого вещества, так и от длины волны света. Зависимость показателя преломления от длины волны носит название *дисперсии света*.

В данной работе определяется показатель преломления стеклянной призмы для света различных длин волн. Исполь-

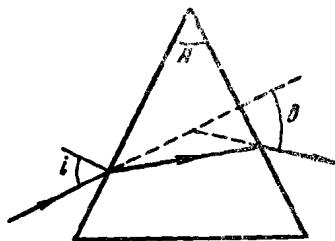


Рис. 3.1.

зуемый здесь метод основан на измерении угла наименьшего отклонения луча, претерпевшего преломление в трехгранный призме.

Этот метод заключается в следующем. Пусть луч света падает под некоторым углом i (рис. 3.1) на грань призмы, преломляющий угол которой A . В результате двух преломлений вышедший из призмы луч света отклоняется на угол δ

по отношению к направлению падающего луча. Угол отклонения δ зависит от угла падения i , преломляющего угла призмы A , а также от вещества призмы и длины волны света.

Можно показать, что при симметричном прохождении света через призму угол отклонения имеет минимальное значение δ_{\min} . В этом случае показатель преломления n определяется формулой

$$n(\lambda) = \frac{\sin \frac{A + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (3.1)$$

Таким образом, если известен угол A , то определение показателя преломления призмы для каждой длины световой волны сводится к измерению соответствующего угла δ_{\min} .

Зависимость показателя преломления от длины волны света позволяет использовать трехгранный призму в качестве спектрального прибора, с помощью которого излучение исследуемого источника света разлагается в спектр по длинам волн.

Одна из основных характеристик спектрального прибора — *угловая дисперсия*. Она характеризует способность прибора пространственно разделять пучки лучей различных длин волн. Мерой угловой дисперсии является отношение $\delta\varphi/\delta\lambda$, где $\delta\varphi$ — угловое расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длинам волн на $\delta\lambda$. Для трехгранный призмы угловая дисперсия вблизи угла наименьшего отклонения равна

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{\delta n}{\delta\lambda}, \quad (3.2)$$

где величина $\delta n/\delta\lambda$ называется *дисперсией вещества*.

В заключение рассмотрим вопрос о скорости распространения света в диспергирующей среде, т. е. в среде, у которой показатель преломления зависит от длины волны $n(\lambda)$.

Фазовая и групповая скорости света. В диспергирующей среде свет с различными длинами волн распространяется с различными скоростями. Действительно, любая монохроматическая составляющая света распространяется со скоростью

$$v = \frac{c}{n}, \quad (3.3)$$

где c — скорость света в вакууме, а так как $n = n(\lambda)$, то $v = v(\lambda)$.

Скорость, определяемую соотношением (3.3), называют *фазовой*; она характеризует скорость распространения определенной фазы монохроматической световой волны.

Любая реальная световая волна представляет собой суммацию монохроматических составляющих с длинами волн от $\lambda - \Delta\lambda$ до $\lambda + \Delta\lambda$ (ее называют поэтому группой волн). Чем менее монохроматичен свет, тем шире у него этот спектральный интервал, и наоборот.

Так как в диспергирующей среде отдельные составляющие группы волн распространяются с различными скоростями, то форма любого светового импульса с течением времени будет изменяться. Максимум распределения энергии в световом импульсе совпадает с его «центром тяжести», где амплитуда результирующего колебания максимальна.

Как показал Рэлей, скорость, с которой распространяется максимум амплитуды группы волн, определяется формулой

$$v_{rp} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (3.4)$$

где все величины в правой части уравнения (фазовая скорость v , длина волны λ и $dv/d\lambda$) относятся к середине спектрального интервала данной группы волн.

Эта скорость называется *групповой*; она характеризует скорость распространения энергии в реальной световой волне.

Имея в виду, что фазовая скорость $v = \frac{c}{n}$, формулу (3.4) нетрудно преобразовать к другому виду:

$$v_{rp} = v \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (3.5)$$

Следовательно, чем больше дисперсия вещества ($dn/d\lambda$), тем больше групповая скорость отличается от фазовой.

Итак, зная зависимость $n(\lambda)$, можно определить зависимость фазовой скорости от длины волны (т. е. закон дисперсии света для данной среды) и групповую скорость света.

Описание установки. Эта работа выполняется на гониометре — приборе, предназначенном для точных измерений углов.

Оптическая схема гониометра (вместе с исследуемой призмой) приведена на рис. 3.2. На рисунке изображен коллиматор 1, в передней фокальной плоскости которого расположена узкая щель, исследуемая призма 2 и зрительная труба 3, в фокальной плоскости объектива которой образуется изображение входной щели коллиматора. Если свет содержит несколько длин волн, то образуется ряд изображений щели, соответствующих этим длинам волн (*линейчатый спектр*). Наблюдение за спектром ведется через окуляр трубы.

Окуляр зрительной трубы снабжен *автоколлимационным* устройством, позволяющим устанавливать ось трубы строго перпендикулярно некоторой плоскости, например грани призмы. Принцип действия этого устройства заключается в следующем. Лампочка 4 освещает прозрачный крест на пластинке 5. Прошедшие через нее лучи отражаются от полупрозрачного зеркала 6 и выходят из объектива трубы. Так как пластина 5 помещена в фокальной плоскости объектива, то выходящий из него световой пучок будет параллельным. Отразившись от плоской грани объекта, пучок возвращается

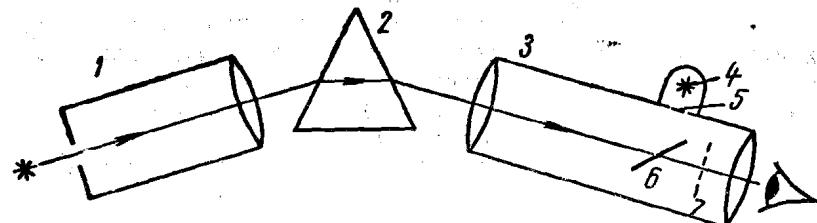
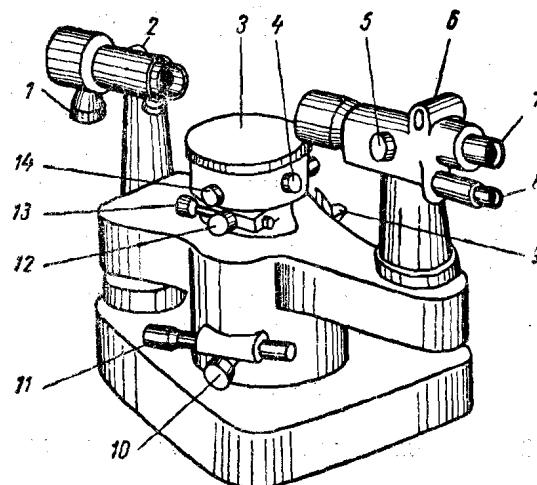


Рис. 3.2.

в зрительную трубу и в фокальной плоскости 7 образует изображение креста 5. Если грань объекта перпендикулярна оси трубы, то изображение креста совместится с визирным крестом, расположенным в плоскости 7.



тора; 2 — фокусировочный винт коллиматора; 3 — предметный столик, наклон которого регулируется двумя винтами 4; 5 — фокусировочный винт зрительной трубы; 6 — осветитель автоколлиматора; 7 — окуляр трубы; 8 — лупа, через которую производятся отсчеты по шкале лимба, находящегося внутри прибора.

Зрительная труба укреплена на подвижном кронштейне, который можно поворачивать вокруг вертикальной оси, проходящей через центр предметного столика. Поворот трубы осуществляется от руки после освобождения стопорного винта 10. При закрепленном винте 10 можно производить тонкое перемещение трубы винтом 11.

Фиксатор 9 позволяет осуществлять совместное или раздельное перемещение трубы и лимба; для совместного вращения достаточно его опустить вниз.

Стопорный винт 12 служит для закрепления лимба на оси прибора. При этом винтом 13 можно осуществлять тонкое перемещение столика. Стопорный винт 14 скрепляет предметный столик с лимбом.

Таким образом, столик может вращаться на оси прибора самостоятельно, совместно с лимбом при неподвижной зрительной трубе и совместно с лимбом и трубой.

Лимб гoniометра снабжен шкалой с градусными делениями. Отсчет производится по шкале, находящейся в поле зрения лупы 8. Цена деления этой шкалы $1'$. Наличие нижней шкалы, сдвинутой относительно верхней на половину деления, дает возможность производить отсчет с точностью до $0.5'$. Отсчет градусов берется по цифре, стоящей под тем штрихом шкалы лимба, который попадает в пределы отсчетной шкалы лупы.

К гoniометру прилагается толстая стеклянная пластина, служащая для настройки автоколлиматорного устройства.

Источник света — ртутная лампа. Ее наиболее характерные спектральные линии указаны в приложении.

ЗАДАНИЯ

1. Определение преломляющего угла призмы

Это задание выполняется автоколлимационным методом путем измерения угла между нормалями к преломляющим граням призмы.

Наладка автоколлиматора. Вращением накатанного кольца окуляра трубы добиться четкого изображения визирного креста в поле зрения окуляра. Включив затем освещение автоколлиматора, приложить вплотную к оправе объектива трубы толстую стеклянную пластинку. Вращая фокусировочный винт трубы и изменяя (при необходимости)

положение лампочки 6 (см. рис. 3.3), получить четкое изображение светлого креста.

Юстировка предметного столика. Поместить стеклянную призму на середину столика гoniометра так, чтобы биссектриса преломляющего угла призмы была расположена симметрично относительно уравнительных винтов столика. Закрепив зрительную трубу винтом 10 в положении, удобном для наблюдения, повернуть столик гoniометра в такое положение, при котором одна из преломляющих граней призмы была обращена к трубе. При этом в поле зрения окуляра должно появиться четкое изображение светлого креста.

Если изображение не появится, то следует повернуть немного уравнительный винт столика, расположенный под данной гранью призмы, одновременно слегка вращая столик. Полученное изображение светлого креста совместить с визирным крестом.

Затем повернуть столик другой преломляющей гранью призмы к трубе. Если изображение светлого креста в этом положении не совпадает с визирным крестом, то вращением уравнительного винта столика, находящегося под данной гранью призмы, уменьшить расстояние между крестами наполовину. Вернувшись после этого к первой грани, аналогичным образом вновь уменьшить расстояние между крестами наполовину и т. д. Повторением этой операции добиться полного совпадения крестов для обеих граней призмы.

Измерения. Совместив поворотом столика изображение светлого креста с визирным крестом для одной из преломляющих граней призмы, закрепить столик и лимб стопорными винтами 12 и 14 (см. рис. 3.3). Проследить, чтобы фиксатор 9 был поднят. Вращением винта тонкой наводки 13 добиться точного совмещения крестов. Сделать отсчет по шкале лимба (α_1).

Раскрепив затем винт 12, повернуть столик другой преломляющей гранью к трубе. Закрепив опять винт 12, вращением винта 13 снова совместить кресты и сделать отсчет по шкале лимба (α_2).

Проделав эти измерения не менее трех раз, вычислить по разности отсчетов угол α между нормалями к преломляющим граням призмы и преломляющий угол A по формуле

$$A = 180^\circ - \alpha.$$

Замечание. Если между отсчетами α_1 и α_2 шкала лимба содержит нулевое (оно же 360-градусное) деление, то угол α между нормалями определяется формулой $\alpha = 360^\circ - |\alpha_2 - \alpha_1|$.

2. Определение показателей преломления

1. Включить ртутную лампу. Закрепив лимб стопорным винтом 12 (см. рис. 3.3), освободить стопоры 10 и 14, чтобы столик и зрительная труба могли вращаться независимо от лимба.

Открыть щель коллиматора (на ширину около 0,2 мм) и проверить равномерность освещения ее. Повернуть столик с призмой в положение, показанное на рис. 3.2. Поворачивая зрительную трубу, отыскать цветной спектр. Сфокусировав коллиматор винтом 2 (см. рис. 3.3) и уменьшая ширину коллиматорной щели, получить четкие узкие линии спектра.

2. Поворачивая столик с призмой и наблюдая за перемещением одной из линий спектра, найти такое положение призмы, при котором линия остановится. Это положение отвечает углу наименьшего отклонения для данной линии. Затем поворотом зрительной трубы совместить центр визирного креста с серединой линии.

Закрепив трубу (винтом 10), тщательно сфокусировать линию (винтом 5) и произвести более точное совмещение визирного креста с ее серединой (винтом 11). После этого сделать отсчет α по шкале лимба.

Это измерение повторить не менее трех раз.

3. Аналогичную операцию проделать для пяти наиболее интенсивных линий спектра.

4. Вывести призму из хода лучей, повернуть зрительную трубу навстречу коллиматору и совместить центр визирного креста трубы с серединой изображения коллиматорной щели. Снять отсчет α_0 по шкале лимба. Это измерение также повторить не менее трех раз.

5. Вычисления. Из разности отчетов α и α_0 (см. замечание в конце предыдущего задания) вычислить δ_{\min} для каждой линии спектра и по формуле (3.1) — соответствующие значения показателя преломления.

Построить график зависимости показателя преломления от длины волны света, $n(\lambda)$.

Используя желтые линии ртути, вычислить для них угловую дисперсию $\Delta\phi/\Delta\lambda$ в угл. мин/ммк. Вычисленный результат сравнить с теоретическим значением, полученным по формуле (3.2). По формуле (3.5) вычислить, на сколько процентов отличается групповая скорость от фазовой для зеленой линии ртути.

Контрольные вопросы

3. Что такое дисперсия света? Что происходит с коротким импульсом света при распространении его в диспергирующей среде?
4. Что характеризуют фазовая и групповая скорости света? Как экспериментально можно их определить?
5. В чем заключается принцип действия автоколлиматора? Каким образом можно установить входную щель данного гoniометра в фокальной плоскости коллиматора?

1. Что такое угловая дисперсия?
2. Изобразить ход пучков красных и синих лучей в системе коллиматор — призма — зрительная труба.

Работа 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

Введение. Опыт показывает, что свет, проходя через любое вещество, испытывает в той или иной степени поглощение. Последнее, как правило, имеет селективный характер, т. е. зависит от длины волны света.

При прохождении света через однородное вещество интенсивность I светового потока уменьшается с расстоянием x по экспонциальному закону:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (4.1)$$

где k — линейный коэффициент поглощения (см^{-1}), зависящий от природы вещества и от длины волны света λ . Зависимость $k(\lambda)$ определяет спектр поглощения вещества.

Непосредственно измеряемой величиной в данной работе является пропускаемость вещества D , которая равна отношению интенсивности прошедшего света I к интенсивности падающего света I_0 , т. е.

$$D = \frac{I}{I_0}. \quad (4.2)$$

Эта величина для данного вещества зависит от длины волны света.

Обычно исследуемое вещество берется в виде плоскопараллельного слоя. При этом часть светового потока испытывает отражение на его поверхностях, так что уменьшение интенсивности света происходит не только за счет поглощения, но и за счет отражений. С учетом последнего эффекта зависимость между пропускаемостью D и коэффициентом поглощения k имеет, как легко показать, следующий вид:

$$D = (1 - r)^2 e^{-k l}, \quad (4.3)$$

где r — коэффициент отражения каждой поверхности; l — толщина слоя вещества.

В этой работе исследуется с помощью фотометра поглощение света в твердом и жидкоком веществе.

Описание прибора. В работе используется фотометр ФМ-56, оптическая схема которого показана на рис. 4.1. Здесь 1 — лампа осветителя, 2 — конденсоры, 3 — исследуемое вещество, 4 — измерительные барабаны, регулирующие величину отверстия раздвижных диафрагм, 5 — объективы, 6 — ромбические призмы, 7 — бипризма, 8 — сменные светофильтры, 9 — окуляры.

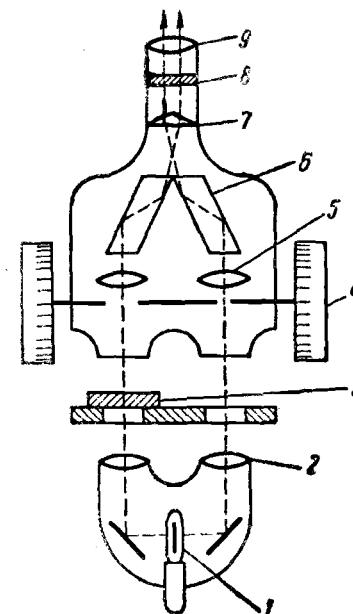


Рис. 4.1.

6 — ромбические призмы, 7 — бипризма, 8 — сменные светофильтры, 9 — окуляры.

Два пучка света, выходящие из осветителя, проходят через отверстия диафрагм и приводятся затем в соприкосновение с помощью призм и бипризмы. В поле зрения окуляра образуются два поля с резкой границей (грань бипризмы). При этом левое поле создается *правым* пучком, правое — *левым*.

Изменяя величину отверстия каждой диафрагмы, можно менять яркость каждого поля. Это дает возможность производить фотометрическое сравнение интенсивностей обоих световых пучков. Если один пучок имеет меньшую интенсивность (например, из-за поглощения в исследуемом веществе), то, изменяя отверстие диафрагмы на пути другого пучка, можно уравнять яркости обоих полей и по величине изменения отверстия определить отношение интенсивностей обоих пучков.

Работа 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

Введение. Опыт показывает, что свет, проходя через любое вещество, испытывает в той или иной степени поглощение. Последнее, как правило, имеет селективный характер, т. е. зависит от длины волны света.

При прохождении света через однородное вещество интенсивность I светового потока уменьшается с расстоянием x по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (4.1)$$

где k — линейный коэффициент поглощения (см^{-1}), зависящий от природы вещества и от длины волны света λ . Зависимость $k(\lambda)$ определяет спектр поглощения вещества.

Непосредственно измеряемой величиной в данной работе является пропускаемость вещества D , которая равна отношению интенсивности прошедшего света I к интенсивности падающего света I_0 , т. е.

$$D = \frac{I}{I_0}. \quad (4.2)$$

Эта величина для данного вещества зависит от длины волны света.

Обычно исследуемое вещество берется в виде плоскопараллельного слоя. При этом часть светового потока испытывает отражение на его поверхностях, так что уменьшение интенсивности света происходит не только за счет поглощения, но и за счет отражений. С учетом последнего эффекта зависимость между пропускаемостью D и коэффициентом поглощения k имеет, как легко показать, следующий вид:

$$D = (1 - r)^2 e^{-k l}, \quad (4.3)$$

где r — коэффициент отражения каждой поверхности; l — толщина слоя вещества.

В этой работе исследуется с помощью фотометра поглощение света в твердом и жидкоком веществе.

Описание прибора. В работе используется фотометр ФМ-56, оптическая схема которого показана на рис. 4.1. Здесь 1 — лампа осветителя, 2 — конденсоры, 3 — исследуемое вещество, 4 — измерительные барабаны, регулирующие величину отверстия раздвижных диафрагм, 5 — объективы, 6 — ромбические призмы, 7 — бипризма, 8 — сменные светофильтры, 9 — окуляр.

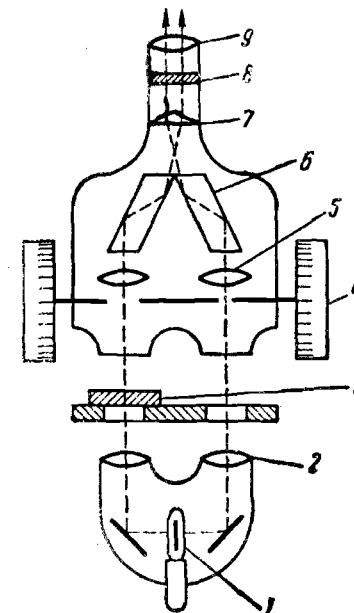


Рис. 4.1.

6 — ромбические призмы, 7 — бипризма, 8 — сменные светофильтры, 9 — окуляр.

Два пучка света, выходящие из осветителя, проходят через отверстия диафрагм и приводятся затем в соприкосновение с помощью призм и бипризмы. В поле зрения окуляра образуются два поля с резкой границей (грань бипризмы). При этом левое поле создается *правым* пучком, правое — *левым*.

Изменяя величину отверстия каждой диафрагмы, можно менять яркость каждого поля. Это дает возможность производить фотометрическое сравнение интенсивностей обоих световых пучков. Если один пучок имеет меньшую интенсивность (например, из-за поглощения в исследуемом веществе), то, изменяя отверстие диафрагмы на пути другого пучка, можно уравнять яркости обоих полей и по величине изменения отверстия определить отношение интенсивностей обоих пучков.

На измерительных барабанах нанесены две шкалы — черная и красная.

Черная шкала — шкала светопропускания. Деления этой шкалы (от 0 до 100) соответствуют площади отверстия диафрагмы. Например, деление 50 означает, что площадь отверстия составляет 50% максимально возможной, которой отвечает деление 100.

Деления *красной шкалы* a_E связаны с делениями черной шкалы a_D соотношением

$$a_E = \lg \frac{100}{a_D}. \quad (4.4)$$

Таким образом, если, например, поглощающее вещество помещено в одном пучке, диафрагма которого полностью открыта (деление 100), и поворотом второго барабана уравнены яркости полей, то отсчет a_D по черной шкале дает непосредственно пропускаемость D вещества (в %):

$$D = \frac{I}{I_0} \cdot 100\%. \quad (4.5)$$

а отсчет по красной шкале:

$$a_E = \lg \frac{I_0}{I}. \quad (4.6)$$

Смена светофильтров производится поворотом револьверного диска. Каждый светофильтр имеет свой номер, видимый в специальное окошечко около окуляра. В табл. 4.1 указаны номера и эффективные длины волн света, пропускаемого соответствующим светофильтром.

Таблица 1

№	$\lambda_{\text{эфф. мк}}$	№	$\lambda_{\text{эфф. мк}}$
1	0.72	5	0.53
2	0.66	6	0.50
3	0.61	7	0.47
4	0.57	8	0.43

К прибору прилагаются специальные кюветы для исследуемых жидкостей.

Настройка прибора. Для получения достаточно точных измерений прежде всего необходимо обеспечить одинаковую интенсивность обоих пучков света. Для этого следует:

1. Включить осветитель (лампа осветителя отьюстирована, поэтому положение ее не менять!). Повернуть зеркало под предметным столиком в положение, при котором входные отверстия фотометра освещены одинаково.

2. Ввести зеленый светофильтр и сфокусировать окуляр на четкое видение границы раздела двух полей. Вынуть из пазов осветителя матовые стекла. В поле зрения окуляра должно появиться изображение спиралей лампы. Перемещением конденсоров осветителя сделать оба изображения резкими. Поворачивая осветитель и зеркало, добиться того, чтобы посередине каждой половины поля зрения оказалась средняя равномерно накаленная часть спиралей лампы.

3. Вставить в пазы осветителя матовые стекла. Ввести в ход лучей вспомогательную лупу, которая расположена около окуляра. Наблюдая через эту лупу, проверить заполнение диафрагм светом. Для этого поочередно закрывают одну из диафрагм, а изображение другой диафрагмы (при максимальном ее раскрытии) наблюдают через лупу. *Обе диафрагмы должны быть полностью и равномерно заполнены светом.*

4. Убрав вспомогательную лупу, установить один из барабанов, например левый, на деление 50 (по черной шкале) и поворотом правого барабана тщательно уравнять яркости обоих полей (не менее 5—7 раз). Среднее положение правого барабана должно при этом отличаться от положения левого барабана не более чем на ± 1 деление. Если этого нет, то следует слегка переместить один из конденсоров и снова повторить процесс уравнивания правым барабаном.

ЗАДАНИЯ

1. Измерение спектра пропускания пластиинки

Ввести в левый пучок исследуемую пластинку. Левый барабан установить по черной шкале на деление 100 (это положение барабана соответствует I_0 — интенсивности света, падающего на пластинку). Поворотом правого барабана тщательно уравнять яркость обоих полей сравнения. Уравнивание повторить не менее трех раз для всех светофильтров, указанных в табл. 4.1. При этом установка окуляра на резкое видение линии раздела полей производится для каждого светофильтра в отдельности.

Средние значения показаний по черной шкале правого барабана для каждого светофильтра соответствуют интенсивности прошедшего через пластинку света I .

По формуле (4.2) вычислить пропускаемость D для всех восьми светофильтров.

Построить график зависимости D от длины волны света.

2. Измерение спектра поглощения раствора

Наполнить одну из кювет исследуемым раствором и поместить ее в левый пучок. Другую кювету наполнить водой и поместить ее в правый пучок (эта кювета используется для компенсации потерь света при отражениях от поверхностей раздела).

Установив левый барабан на деление 100, уравнять поля сравнения правым барабаном (для каждого светофильтра не менее трех раз) и сделать отсчет a_E по красной шкале. Эти отсчеты в соответствии с формулами (4.6) и (4.1) дают возможность вычислить коэффициент поглощения k данного раствора для каждого светофильтра:

$$k = \frac{a_E}{l \lg e},$$

где l — толщина слоя раствора.

Построить график зависимости k от длины волны света.

Контрольные вопросы

1. В чем физическая причина поглощения света и почему поглощение зависит от частоты света?
2. Получить формулу (4.3).
3. Как определить коэффициент поглощения k вещества, имея в своем распоряжении две пластинки из этого вещества различной толщины?
4. Почему пристройке фотометра необходимо добиться того, чтобы отверстия обеих диафрагм были полностью и равномерно заполнены светом?
5. Почему положение окуляра фотометра, при котором наблюдается резкость границы раздела полей сравнения, различно для разных светофильтров?

Работа 5

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ

Введение. Одним из основных условий наблюдения интерференции света является *когерентность*, т. е. постоянство во времени разности фаз складываемых колебаний. Только в этом случае в области перекрытия световых пучков может возникнуть устойчивая интерференционная картина — система чередующихся темных и светлых полос.

В силу особых свойств излучения независимые источники света оказываются некогерентными. Однако можно осу-

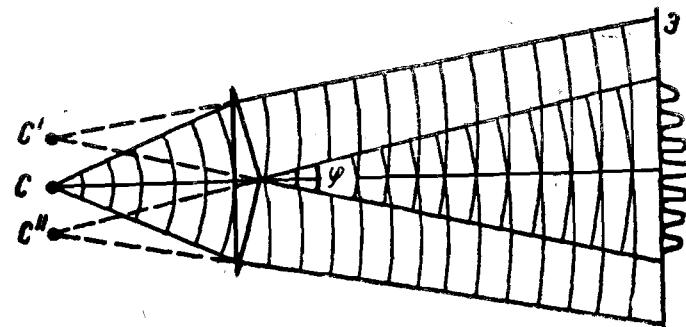


Рис. 5.1.

ществить различные схемы, в которых искусственно создаются когерентные пучки путем расчленения первичного пучка, например, на два и последующего соединения их в определенной области пространства.

Одна из таких схем осуществляется с помощью *бипризмы Френеля*, которая представляет собой симметричную стеклянную призму с очень малыми преломляющими углами (рис. 5.1). Источником света служит узкая щель C , расположенная параллельно ребру тупого угла бипризмы. При про-

хождении света через верхнюю и нижнюю половины бипризмы каждая элементарная световая волна расщепляется на две когерентные волны, как бы исходящие из точек C' и C'' — мнимых изображений * источника C . Расщепленные пучки частично перекрываются, образуя зону интерференции.

Угловая ширина зоны интерференции (угол ϕ) зависит только от свойств бипризмы:

$$\phi = 2a(n - 1), \quad (5.1)$$

где a — преломляющий угол бипризмы; n — ее показатель преломления.

Если на пути интерферирующих пучков поставить экран \mathcal{E} , то на нем можно наблюдать систему чередующихся светлых и темных полос, параллельных щели C .

Положения интерференционных максимумов легко определить, воспользовавшись схемой, которая показана на рис. 5.2. Здесь C' и C'' — изображения источника C в би-

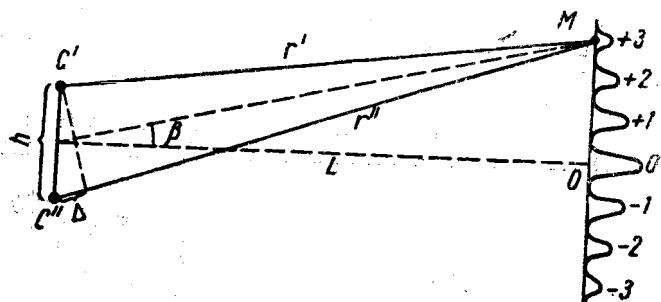


Рис. 5.2.

призме; их можно рассматривать как два когерентных источника, колебания которых происходят в *одной* фазе (синфазы). Результат интерференции колебаний, доходящих до некоторой точки M экрана от C' и C'' , будет зависеть в этом случае только от их разности хода $\Delta = r' - r''$. Если Δ равно целому числу длин волн λ , то колебания от обоих источников приходят в фазе и освещенность в этой точке будет максимальна. Если же Δ равно нечетному числу полуволн, то колебания приходят в противофазе и освещенность в этой точке будет минимальна. При других значениях Δ освещенность будет иметь промежуточное значение.

Таким образом, расстояние x_k между центральным максимумом (точка 0) и максимумом k -го порядка ($\Delta = k\lambda$)

* При малом значении преломляющего угла бипризмы мнимые источники C' и C'' практически будут находиться на том же расстоянии от бипризмы, что и источник C .

с учетом малости угла β равно, как видно из рис. 5.2:

$$x_k = L \beta = k \lambda \frac{L}{h}.$$

Отсюда ширина интерференционной полосы Δx , т. е. расстояние между соседними максимумами (или минимумами),

$$\Delta x = \lambda \frac{L}{h}. \quad (5.2)$$

Выше предполагалось, что источник света монохроматический и имеет вид бесконечно узкой щели. Рассмотрим, как влияет несоблюдение этих условий на интерференционную картину.

Конечность ширины щели источника приводит к уменьшению резкости интерференционной картины вследствие перекрытия элементарных интерференционных картин, которые возникают от разных элементов щели. Картина будет еще достаточно резкой, если ширина щели источника настолько мала, что сдвиг элементарных интерференционных картин от крайних точек щели источника не превышает половины интерференционной полосы.

Немонохроматичность света приводит к постепенному размытию полос по мере удаления от центрального максимума. Действительно, наблюдаемая картина представляет собой результат наложения систем интерференционных полос, соответствующих различным длинам волн λ . Так как ширина полосы пропорциональна λ , то при наличии спектрального интервала $\Delta\lambda$ максимумы одних длин волн будут накладываться на минимумы других длин волн и по мере удаления от центрального максимума полосы будут постепенно размываться и исчезать. Полосы исчезнут совсем, когда максимум k -го порядка для $\lambda + \Delta\lambda$ совпадет с максимумом $(k+1)$ -порядка для λ . В этом случае весь промежуток между максимумами k -го и $(k+1)$ -го порядков для λ будет заполнен максимумами k -го порядка промежуточных длин волн данного спектрального интервала $\Delta\lambda$. Итак, условия исчезновения интерференционных полос есть $(k+1)\lambda = k(\lambda + \Delta\lambda)$, откуда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}. \quad (5.3)$$

Таким образом, чем менее монохроматичен свет, тем более низкие порядки интерференции k доступны наблюдению. Так как k характеризует разность хода интерферирующих колебаний, то отсюда следует, что при большом значении разности хода интерференция будет наблюдаться только в свете, имеющем высокую степень монохроматичности.

В данной работе определяется угловая ширина зоны интерференции ϕ и длина волны света λ .

Угол φ вследствие малости может быть определен с помощью формулы

$$\varphi = \frac{h}{l_0}, \quad (5.4)$$

где h — расстояние между мнимыми источниками; l_0 — расстояние между щелью и бипризмой (см. рис. 5.1).

Длина волны света, согласно формуле (5.2), равна

$$\lambda = \frac{h}{L} \Delta x, \quad (5.5)$$

где L — расстояние между щелью и плоскостью, в которой производится наблюдение интерференционной картины; Δx — ширина интерференционной полосы.

За исключением h все величины, входящие в правые части формул (5.4) и (5.5), могут быть измерены непосредственно. Чтобы определить h можно поступить следующим об-

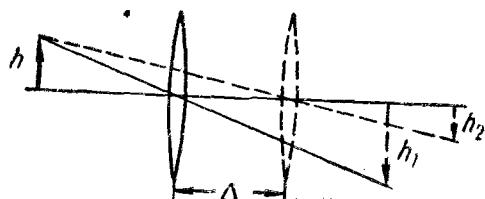


Рис. 5.3.

разом. Поместим за бипризмой вспомогательный объектив с известным фокусным расстоянием f . Пусть при одном положении объектива линейный размер изображения равен h_1 , при другом — h_2 (рис. 5.3). Тогда с помощью этого рисунка нетрудно показать, что

$$h = \frac{\Delta}{f \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1} \right)}, \quad (5.6)$$

где Δ — расстояние между обоими положениями объектива.

Описание установки. Данная работа выполняется на оптической скамье — массивной направляющей, на которую устанавливаются рейтеры с необходимыми оптическими элементами. Последовательность их расположения показана на рис. 5.4. Здесь 1 — источник света с конденсорной линзой; 2 — диафрагма с раздвижной щелью; 3 — сменный светофильтр; 4 — бипризма; 5 — вспомогательный объектив; 6 — окуляр-микрометр.

Окуляр-микрометр служит для наблюдения и измерения интерференционной картины, которая образуется в его передней фокальной плоскости F .

Цена деления барабана микрометра 0,01 мм.
Фокусное расстояние объектива указано на его оправе.

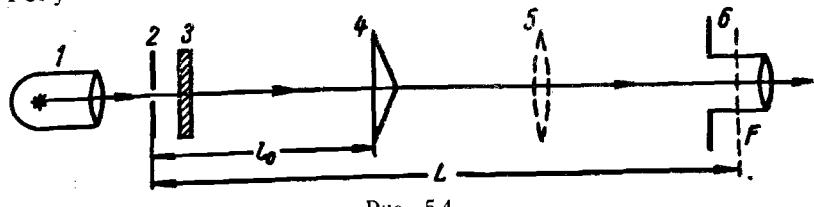


Рис. 5.4.

К установке прилагаются два светофильтра (зеленый и красный) и стеклянная пластина.

ЗАДАНИЕ

Определение угловой ширины зоны интерференции и длины волны света

Наладку установки и измерения рекомендуется проводить в следующем порядке.

1. Установить диафрагму с раздвижной щелью непосредственно перед осветителем. Ширину щели сделать около 0,5 мм. Включить осветитель. Перемещением диафрагмы с щелью добиться того, чтобы щель была максимально ярко и равномерно освещена. В этом положении рейтер со щелью закрепить.

2. Установить вблизи щели рейтеры с бипризмой и окуляр-микрометром. Отцентрировав их по высоте, отодвинуть затем окуляр-микрометр на другой конец скамьи, а бипризму — на расстояние 30—40 см от щели. Дополнительной юстировкой отдельных элементов системы добиться того, чтобы экран окуляр-микрометра пересекся приблизительно по диаметру светлой полосой.

3. Уменьшая ширину щели и слегка поворачивая бипризму вокруг оси системы, получить в поле зрения окуляр-микрометра максимально отчетливую интерференционную картину — систему окрашенных полос с центральной белой полосой. При этом необходимо добиться того, чтобы число полос было максимально возможным (это удобнее делать с одним из светофильтров).

4. Измерить ширину интерференционной полосы Δx для обоих светофильтров. Для этого, сфокусировав окуляр-микрометр на четкое видение визирного креста нитей, промерить затем расстояние между серединами светлых (или темных) полос, отстоящих друг от друга на 5—7 полос. Это измерение проделать не менее трех раз для каждого светофильтра, после чего вычислить ширину одной полосы Δx .

Одновременно для каждого светофильтра определить максимальный порядок интерференции, т. е. порядок k того максимума, который еще можно достаточно уверенно различить (k_{\max}).

Измерить также расстояние L между щелью и окуляр-микрометром и расстояние l_0 между щелью и бипризмой (по указателям на рейтерах).

5. После этого, не меняя положения щели и бипризмы, установить между бипризмой и окуляр-микрометром вспомогательный объектив. Придвинув его непосредственно к бипризме, найти такое положение окуляр-микрометра, при котором в его поле зрения получится резкое двойное изображение щели (без параллакса относительно визирного креста). Измерить не менее трех раз расстояние между серединами этих изображений h_1 и записать положение объектива.

Затем отодвинуть окуляр-микрометр на конец скамьи и, перемещая объектив, опять получить резкое двойное изображение щели. Снова измерить расстояние между этими изображениями h_2 и записать новое положение объектива.

6. Убедиться, что мнимые изображения щели практически лежат в ее плоскости. Для этого достаточно убрать бипризму — в поле зрения окуляр-микрометра должно появиться четкое изображение самой щели.

7. Установив на место бипризму и убрав объектив, проделать в заключение следующие операции (и дать объяснения наблюдаемых эффектов):

а) перекрыть одну половину бипризмы стеклянной пластинкой — интерференционная картина должна исчезнуть; картина появится вновь, если пластинкой перекрыть обе половины бипризмы;

б) ввести стеклянную пластинку в ход лучей перед окуляр-микрометром; убедиться, что небольшие повороты этой пластиинки вокруг вертикальной оси приводят к смещению интерференционной картины.

Вычисления. По результатам измерений вычислить с помощью формулы (5.6) расстояние h между мнимыми изображениями щели. После этого найти:

1) угловую ширину зоны интерференции (в *угл. мин*) по формуле (5.4) и преломляющий угол бипризмы по формуле (5.1), где $n=1,52$;

2) эффективную длину волны света λ и область пропускания $\Delta\lambda$ для каждого светофильтра по формулам (5.5) и (5.3).

Кроме того, сравнить (для каждого светофильтра) полное число видимых полос интерференции с максимально возможным для данной ширины зоны интерференции:

$$N_{\max} = \frac{l\varphi}{\Delta x} .$$

где l — расстояние между бипризмой и окуляр-микрометром; φ — угловая ширина зоны интерференции; Δx — ширина полосы. Объяснить причину возможных расхождений.

Контрольные вопросы

1. Объяснить, почему нельзя наблюдать интерференцию света от двух независимых источников.
2. Почему бипризму делают с очень малым преломляющим углом?
3. Будет ли наблюдаваться интерференционная картина, если одну половину бипризмы закрыть красным светофильтром, а другую — зеленым?
4. Что произойдет с интерференционной картиной, если одну половину бипризмы перекрыть тонкой прозрачной пластинкой?
5. Объяснить, как влияет на интерференционную картину ширина щели источника и немонохроматичность света.

Работа 6

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕТОДОМ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Введение. Наблюдение интерференции света возможно лишь в том случае, если интерферирующие световые волны *когерентны*, т. е. имеют постоянную во времени разность фаз. Во всех интерференционных схемах получение когерентных световых волн достигается путем искусственного расщепления световых волн, исходящих из одного источника, на две (или более) части. Последние, будучи когерентными волнами, в области перекрытия дают устойчивую интерференционную картину в виде чередующихся светлых и темных полос.

Один из способов наблюдения интерференции света осуществляется при отражении падающего света от верхней и нижней границ тонкой воздушной прослойки, образован-

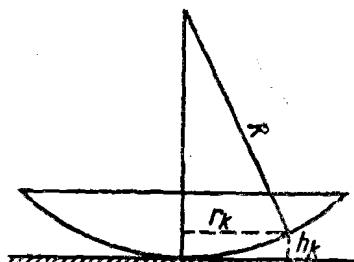


Рис. 6.1.

йей между поверхностью плоской оглодированной пластинки и соприкасающейся с ней выпуклой сферической поверхностью линзы (рис. 6.1). Отраженные от обеих поверхностей воздушной прослойки световые волны являются когерентными и поэтому будут интерферировать. В месте соприкосновения обеих поверхностей будет наблюдаться система чередующихся светлых и темных концентрических колец (*кольца Ньютона*).

Темные кольца в отраженном свете (при нормальном падении монохроматического света на систему) возникают в тех местах, где оптическая разность хода лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей воздушной прослойки, составляет нечетное число полуволни $\lambda/2$. Для k -го темного кольца эта оптическая разность хода равна $2h_k + \frac{k}{2}$, где h_k — толщина воздушной прослойки в месте расположения данного кольца (см. рис. 6.1), а $\lambda/2$ — дополнительная разность хода, которая возникает в связи с тем, что одна из интерферирующих волн отражается от оптически более плотной среды, испытывая при этом скачок фазы на π («потеря полуволны»).

Таким образом, условие образования k -го темного кольца следует записать так:

$$2h_k + \frac{k}{2} = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (6.1)$$

где k — порядок интерференции ($k=0, 1, 2, \dots$).

Толщину воздушной прослойки h_k можно легко выразить через радиус k -го темного кольца r_k и радиус кривизны поверхности линзы R , пользуясь простыми геометрическими соображениями (см. рис. 6.1):

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (6.2)$$

Комбинируя (6.1) и (6.2), получим

$$r_k^2 = k\lambda R. \quad (6.3)$$

Отсюда, измерив r_k и зная k и R , можно определить длину волны света λ .

Однако практически трудно добиться идеального контакта сферической поверхности линзы и плоской пластинки в одной точке вследствие упругой деформации стекла и попадания в место соприкосновения пылинок. Поэтому непосредственно использовать формулу (6.3) для вычислений нельзя: k -му темному кольцу в действительности может соответствовать не k -й порядок интерференции, а $k+p$, где p — неизвестное целое число, одинаковое для всех колец.

Для исключения возможной ошибки вычисление λ производят по разности квадратов радиусов колец r_m^2 и r_n^2 . В этом случае неизвестное p исключается, и расчетная формула принимает вид

$$r_m^2 - r_n^2 = \frac{r_m^2 + r_n^2}{(m-n)R}. \quad (6.4)$$

На этом по существу и основан графический метод, описанный ниже (задание 2).

Описание приборов. В данной работе используются два прибора: сферометр (для определения радиуса кривизны поверхности линзы) и микроскоп (для измерения радиусов колец Ньютона).

Сферометр. Внешний вид сферометра показан на рис. 6.2, а. В верхней части корпуса имеется измерительное кольцо 2 с тремя опорными шариками, на которые помещают измеряемую линзу. Внутри корпуса расположен стер-

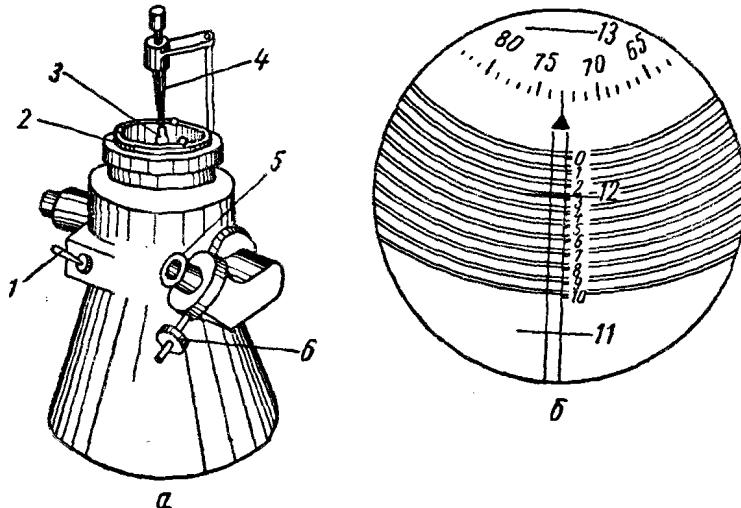


Рис. 6.2.

жень 3, который под действием специального груза поднимается вверх до соприкосновения с поверхностью линзы. Если вес линзы недостаточен, чтобы преодолеть давление со стороны измерительного стержня, то применяется упор 4, которым линзу прижимают к измерительному кольцу. Для отвода измерительного стержня вниз служит рычаг-арретир 1.

Измерительный стержень соединен с миллиметровой шкалой, отсчет по которой производится через окуляр 5. В поле зрения окуляра одновременно видны (см. рис. 6.2, б) два-три штриха миллиметровой шкалы, обозначенные крупными цифрами (11, 12 и 13), неподвижная вертикальная шкала (0, 1, 2, ..., 10) с ценой деления 0,1 мм и круговая шкала вверху с ценой деления 0,001 мм. Кроме того, в поле зрения имеется десять двойных витков спирали (спиральный но-

ниус).

Чтобы произвести отсчет, необходимо маховичком 6 подвести двойной виток спирали так, чтобы миллиметровой штрих, находящийся в зоне витков спирали оказался точно

посередине между двойными линиями витка. Отсчет берется следующим образом (см. рис. 6.2, б): число миллиметров — 2 (по числу целых долей миллиметра — 2 (по числу целых — 12, десятых долей миллиметра — 2 (по числу целых — 12, тысячных долей миллиметра — 73 (по делению верхней круговой шкалы, находящемуся над указателем стрелки). Окончательный отсчет в данном случае составит 12,273 мм.

Микроскоп. Оптическая схема микроскопа показана на рис. 6.3. Исследуемая линза 3 и пластинка 4 помещаются на подвижном столике 2. Перемещение столика производит-

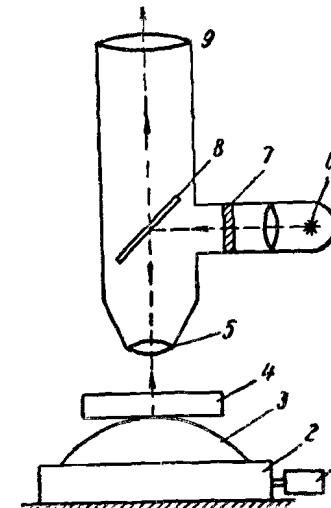


Рис. 6.3.

ся в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов 1 с отсчетными барабанами. Цена деления барабана 0,01 мм. Тубус микроскопа снабжен отсчетным крестом, находящимся в поле зрения окуляра 9.

Между окуляром и объективом микроскопа расположено специальное устройство, служащее для освещения объекта при работе в отраженном свете. Внутри него находится светофильтр 7 и полуупрозрачная пластина 8, благодаря которой свет от лампочки 6 частично отражается, проходит через объектив 5 и попадает на исследуемый объект.

ЗАДАНИЯ

1. Измерение радиуса кривизны линзы

Опустив рычагом 1 (см. рис. 6.2, а) измерительный стержень сферометра, осторожно положить на кольцо 2 плоскую

стеклянную пластинку, прилагаемую к прибору. Отпустить рычаг 1, после чего измерительный стержень, плавно поднимаясь, придет в соприкосновение с пластинкой. Через окуляр взять соответствующий отсчет по спиральному нониусу. Измерение повторить не менее трех раз, перемещая пластинку по кольцу.

Аналогичные измерения проделать для линзы.

Из разности отсчетов для пластинки и линзы найти величину стрелы прогиба d . Вычислить радиус кривизны R поверхности линзы по формуле

$$R = \frac{\sigma^2}{2d} + \rho,$$

где σ и ρ — радиусы соответственно измерительного кольца и опорных шариков (они указаны на приборе).

2. Определение длины волны света

Проверка настройки микроскопа. Положив на столик микроскопа лист белой бумаги, включить осветитель и убедиться, что световое пятно имеет круглую форму и равномерную освещенность. При перемещении тубуса микроскопа вверх или вниз пятно не должно ни смещаться в сторону, ни значительно изменять свои размеры.

Убрав затем лист бумаги, поднять тубус вверх и положить на столик микроскопа исследуемую линзу. Вращением микрометрических барабанов, перемещающих столик, установить их на серединах соответствующих шкал. Обмахнуть поверхности линзы и стеклянной пластинки специальной кисточкой от пыли и осторожно без скольжения наложить стеклянную пластинку на поверхность линзы. В месте контакта должна появиться видимая на глаз интерференционная картина.

Отпустить после этого тубус микроскопа почти до соприкосновения с поверхностью пластинки, а линзу передвинуть на столике в такое положение, при котором центр интерференционной картины оказался бы приблизительно в середине светового пучка.

Сфокусировать окуляр микроскопа на отчетливое видение отсчетного креста нитей. Затем, медленно поднимая тубус, добиться появления в поле зрения окуляра интерференционных колец (без параллакса относительно креста). Дополнительным перемещением линзы по столику совместить центр системы интерференционных колец с центром окулярного креста.

Измерения. Переместить столик микроскопа одним из микрометрических винтов вправо и совместить середину какого-либо достаточно удаленного от центра (например, 10-го),

но еще отчетливо видного темного кольца с крестом нитей. Произвести отсчет по шкале и барабану микрометра. Это измерение повторить несколько раз и найти среднее значение. Для устранения ошибок из-за люфта в винте, темное кольцо следует подводить к кресту нитей всегда с одной стороны.

Перемещая затем столик микроскопа микрометрическим винтом влево, последовательно совместить середины всех остальных темных колец с крестом нитей, и произвести такие же отсчеты (номер кольца и соответствующие показания микрометрического барабана).

Пройдя центральное пятно, продолжить измерения, записывая возрастающие номера колец и соответствующие показания микрометра.

Аналогичные измерения проделать в перпендикулярном направлении с помощью второго микрометрического винта.

Вычисления. По разности показаний микрометра вычислить средние значения диаметра каждого темного кольца d_m .

Чтобы определить длину волны света, удобно воспользоваться графическим методом. Для этого следует построить график, отложив на оси ординат квадраты диаметров колец, а по оси абсцисс — их номера. График должен иметь вид прямой. Из наклона прямой получим формулу для определения длины волны света:

$$\lambda = \frac{d_m^2 - d_n^2}{4R(m-n)},$$

где R — радиус кривизны линзы; m и n — номера колец, диаметры которых d_m и d_n .

При проведении прямой следует иметь в виду, что к точкам, соответствующим малым номерам колец, надо относиться с осторожностью: для них особенно заметно искажение, связанное с деформацией линзы и пластинки в месте их соприкосновения.

Контрольные вопросы

1. Получить формулу для определения радиусов световых колец в отраженном свете при точечном контакте линзы — пластинки.
2. Зазор между линзой и пластинкой заполнен веществом с промежуточным значением показателя преломления ($n_1 > n_2 > n_3$). Светлым или темным будет центральное пятно в отраженном свете при идеальном контакте в данном случае?
3. Какова причина постепенного исчезновения колец во мере удаления от центрального пятна?
4. Почему при расчете колец Ньютона принимается во внимание интерференция волн, отраженных лишь от поверхностей воздушной прослойки, и не рассматриваются волны, отраженные от верхней поверхности линзы (см. рис. 6.1)?
5. Что будет происходить с кольцами Ньютона, если постепенно увеличивать величину воздушного зазора? плотность воздуха?

Работа 7

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МИКРОСКОПА

Введение. Одно из основных условий наблюдения интерференции света — *когерентность* интерферирующих волн, т. е. постоянство во времени их разности фаз. Получение когерентных световых волн во всех интерференционных схемах

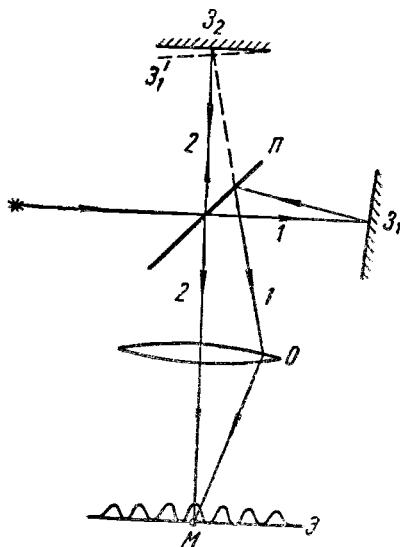


Рис. 7.1.

достигается путем искусственного расчленения первичного светового потока от одного источника, например на две части. В результате в области перекрытия полученных световых потоков возникает устойчивая интерференционная картина — система чередующихся светлых и темных полос.

Рассмотрим принцип действия интерференционной схемы, используемой в данной работе (рис. 7.1).

и

Пучок параллельных лучей падает слева на полупрозрачную пластинку P , которая одну половину света пропускает, а другую отражает вверх. Далее оба пучка, отразившись соответственно от зеркал Z_1 и Z_2 , опять объединяются пластинкой P и образуют с помощью объектива O изображение интерференционных полос в плоскости \mathcal{E} .

Оба зеркала расположены так, что изображение Z_1' зеркала Z_1 в пластинке P образует с зеркалом Z_2 так называемый *воздушный клин*.

Чтобы выяснить, каким образом в этой схеме возникает интерференционная картина, достаточно проследить за поведением одного из лучей падающего пучка. Пластинка P расчленяет его на две части: прошедший луч 1 и отраженный вверх луч 2. Луч 1, отразившись от зеркала Z_1 и пластинки P , попадает в точку M плоскости \mathcal{E} . Луч 2, отразившись от зеркала Z_2 и пройдя через пластинку P , также попадает в точку M .

Оба луча (1 и 2) когерентны, так как возникли из одного и того же первичного луча. Поэтому в плоскости \mathcal{E} возникает устойчивая интерференционная картина. Результат интерференции в каждой точке этой плоскости будет зависеть от разности хода Δ обоих лучей, которая, как видно из рис. 7.1, равна *удвоенной* толщине $2h$ воздушного клина в соответствующем месте.

В тех точках плоскости \mathcal{E} , которым соответствует толщина воздушного клина h , такая, что $2h$ равно целому числу длин волн света, возникнут максимумы освещенности (оба колебания приходят в фазе); в тех же точках, для которых $2h$ равно нечетному числу длин волн, — минимумы (оба колебания приходят в противофазе).

Таким образом, условие образования максимумов и минимумов имеет вид

$$2h_k = \begin{cases} k\lambda, & \text{максимумы;} \\ \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda, & \text{минимумы.} \end{cases} \quad (7.1)$$

где k — целое число ($0, \pm 1, \pm 2, \dots$), называемое *порядком интерференции*.

Переход от одного максимума к следующему отвечает изменению толщины воздушного клина на $\lambda/2$. Расстояние между соседними максимумами (или минимумами) называют *шириной интерференционной полосы*. Ширина полос тем больше, чем больше λ и чем меньше угол воздушного клина.

Если оба зеркала плоские, то интерференционная картина будет иметь вид полос, параллельных ребру клина, если же одно зеркало плоское, а другое сферическое, то полосы будут иметь вид колец.

Определение радиуса кривизны сферической поверхности. Из геометрических соображений следует, что радиус k -го интерференционного кольца r_k связан с соответствующей толщиной h_k воздушной пролойки (см. рис. 6.1) соотношением

$$r_k^2 = 2R h_k, \quad (7.2)$$

где R — радиус кривизны сферической поверхности. Отсюда с помощью формулы 7.1 получим выражение для радиусов светлых и темных колец

$$r_k^2 = \begin{cases} k\lambda R, & \text{максимумы;} \\ \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda R, & \text{минимумы.} \end{cases} \quad (7.3)$$

Эта формула легко позволяет найти R , зная r_k и номер кольца k .

Однако практически трудно добиться идеального точечного «контакта» сферической поверхности и плоскости. Поэтому непосредственно использовать последнюю формулу для вычислений нельзя: k -му кольцу в действительности может соответствовать не k -й порядок интерференции, а $k+p$, где p — неизвестное целое число, одинаковое для всех колец.

Для исключения возможной ошибки вычисление R производят по разности квадратов радиусов колец r_m^2 и r_n^2 . В этом случае неизвестное p исключается, и расчетная формула принимает вид

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)\lambda}, \quad (7.4)$$

где m и n — номера колец.

На этом по существу и основан графический метод, использованный в данной работе.

Описание прибора. В настоящей работе используется интерференционный микроскоп, предназначенный для измерения микронеровностей металлических поверхностей.

Оптическая схема прибора показана на рис. 7.2. Здесь 1 — лампочка осветителя; 2 — сменный светофильтр; 3 — присоединяющая диафрагма; 4 — коллиматорный объектив; 5 и 6 — объектив и окуляр зрительной трубы; O_1 и O_2 — микрообъективы, в фокальных плоскостях которых расположены эталонное зеркало Z_1 и исследуемая поверхность Z_2 ; Π — светоразделительная стеклянная пластинка (ее нижняя поверхность покрыта полупрозрачным слоем вещества), Π' — компенсационная пластина *.

* Эта пластина служит для наблюдения интерференции в белом свете, преимуществом которого является наличие белой ахроматической полосы, легко отличимой от других окрашенных полос. Для получения белой полосы необходимо, чтобы оба интерферирующие пучки проходили одинаковой путь не только в воздухе, но и в стекле. Это достигается введением компенсационной пластины, идентичной пластинке Π .

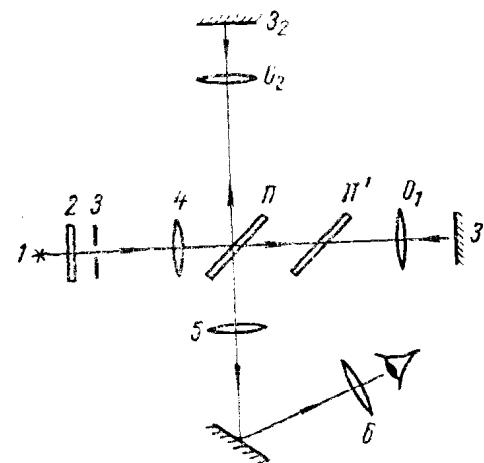


Рис. 7.2.

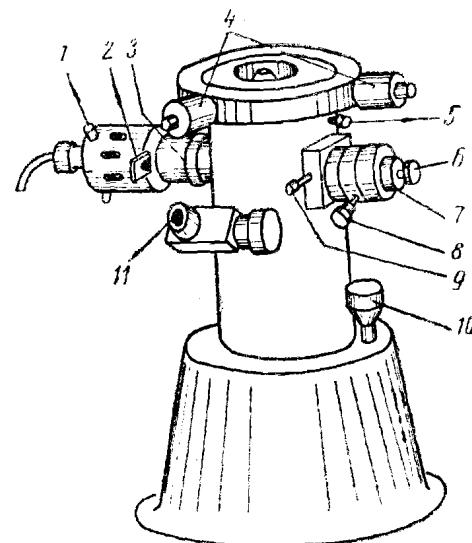


Рис. 7.3.

Внешний вид прибора* показан на рис. 7.3. Здесь 1 — винты для центрировки лампы осветителя; 2 — передвижная шторка с тремя отверстиями (в переднем отверстии — светофильтр); 3 — накатанное кольцо для регулировки отверстия присоединенной диафрагмы; 4 — микрометрические винты для перемещения предметного столика в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Столик можно поворачивать от руки вокруг вертикальной оси после освобождения стопорного винта 5. Винт 6 служит для смещения интерференционных полос (после раскрепления контргайки 7). Ширина интерференционных полос изменяется винтом 8, изменение направления полос — перемещением этого же винта вокруг горизонтальной оси. Рукоятка 9 связана со шторкой, закрывающей эталонное зеркало. На горде этой рукоятки налесена стрелка: при горизонтальном положении стрелки эталонное зеркало открыто, при вертикальном — закрыто.

Винтом 10 осуществляется фокусировка микроскопа на поверхность исследуемого объекта. Изображение наблюдают через окуляр-микрометр 11.

К прибору прилагаются: исследуемые образцы (плоская металлическая пластинка, шарик в оправе) и объект-микрометр (прозрачная шкала с ценой деления 0,01 мм).

Эффективная длина волны пропускания светофильтра указана на установке.

ЗАДАНИЯ

1. Определение глубины царапины

Настройка прибора. Включить осветитель и положить исследуемую пластинку на столик прибора. Проверить правильность настройки освещения: при снятом окуляр-микрометре изображение нити лампочки должно быть в центре зрачка объектива. В противном случае отцентрировать изображение нити винтами 1 (см. рис. 7.3), при этом диафрагма 3 должна быть полностью открыта.

Затем установить окуляр-микрометр на место, закрыть рукояткой 9 эталонное зеркало и, медленно вращая винт 10, сфокусировать микроскоп на исследуемую поверхность. Открыть эталонное зеркало — в поле зрения должна появиться система интерференционных полос.

Если при резкой фокусировке на объект наиболее контрастные полосы получились не в середине поля зрения, то с помощью лаборанта следует отвернуть контргайку 7 и осторожно повернуть винт 6. Затем проверить фокусировку по

* В другой модели прибора элементы 2, 3, 4 и 8 отсутствуют. а светофильтр прилагается отдельно (его устанавливают на окуляр 11).

одной поверхности и закрепить контргайку 7. В других случаях винт 6 и контргайку 7 трогать не следует. Для получения большей контрастности полос рекомендуется, повернув кольцо 3 несколько уменьшить отверстие диафрагмы.

Проверка. Перемещением образца найти участок поверхности с наиболее подходящей царапиной, расположив ее в середине поля зрения *перпендикулярно* к интерференционным полосам, как показано на рис. 7.4.

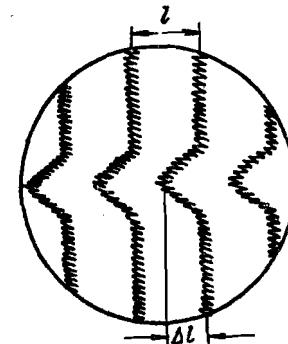


Рис. 7.4.

Затем окуляр-микрометр повернуть в такое положение, чтобы одна из нитей креста была параллельной интерференционным полосам.

Ввести в ход лучей светофильтр и измерить ширину интерференционной полосы. Для этого совместить нить креста окуляр-микрометра последовательно с максимумами полос, находящихся на одном и другом краю интерференционной картины. Разделив разность полученных отсчетов на число полос между ними, найти ширину l одной полосы. Измерение повторить не менее трех раз.

После этого измерить не менее семи раз величину искривления интерференционных полос Δl (см. рис. 7.4).

По степени искривления полос можно легко определить глубину царапины. Действительно, так как переход от одной полосы к соседней соответствует изменению толщины клина на $\lambda/2$, то глубина царапины

$$x = \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

2. Определение радиуса кривизны сферической поверхности

Настройка прибора. Поместить на столик прибора пластинку с шариком. Закрыв эталонное зеркало (рукояткой 9), сфокусировать микроскоп на четкое видение поверх-

ности шарика. Перемещением пластиинки с шариком совместить центр сферической поверхности с центром поля зрения так, чтобы только в центре поля оказался наиболее четкий участок. Затем открыть эталонное зеркало — в поле зрения появится система интерференционных колец. Центр этих колец должен совпадать с центром поля (в противном случае пластиинку с шариком следует немного переместить).

Дополнительным небольшим поворотом винта 10 добиться того, чтобы число колец было по возможности больше (при введенном светофильтре).

Измерения. Совместить нить визирного креста окуляр-микрометра с серединой светлого (или темного) кольца, достаточно удаленного от центра, но еще отчетливо видного. Сделать отсчет по шкале и барабану окуляр-микрометра. Это измерение повторить не менее трех раз.

Затем последовательно совместить нить креста с серединами всех остальных колец (светлых и темных) и сделать такие же отсчеты (номер кольца * и соответствующее показание окулярного микрометра).

Пройдя центральное пятно, продолжить измерения, записывая возрастающие номера колец и показания микрометра.

Аналогичные измерения проделать в перпендикулярном направлении, повернув столик с объектом на 90° .

После этого измерить цену деления барабана окуляр-микрометра (с учетом увеличения микроскопа). Для этого заменить пластиинку с шариком объект-микрометром, расположив его шкалу перпендикулярно к одной из нитей визирного креста. Далее определить отношение длины произвольно выбранного интервала шкалы объект-микрометра (в мм) к разности соответствующих отсчетов по барабану окуляр-микрометра.

Вычисления. По разности показаний микрометра вычислить с учетом найденной цены деления значение диаметра каждого кольца — светлого d_k и темного d'_k .

Для определения радиуса шарика R удобно воспользоваться графическим методом: построить график, отложив на оси ординат квадраты диаметров колец, а на оси абсцисс — значения k для светлых колец и $k + \frac{1}{2}$ для темных колец, где k — номер кольца. График должен иметь вид прямой. Из наклона прямой в соответствии с формулой (7.4) получим

$$R = \frac{d_m^2 - d_n^2}{4\lambda(m-n)}.$$

где m и n — номера колец, диаметры которых d_m и d_n .

* Иметь в виду, что нумерация светлых и темных колец должна производиться отдельно: например, за пятым светлым кольцом следует пятое темное кольцо.

Контрольные вопросы

1. Почему интерференционная картина, наблюдаемая в этом интерферометре, состоит из ограниченного числа полос?
2. Чем отличаются интерференционные полосы равного наклона от полос равной толщины?
3. При наблюдении интерференционным микроскопом колец Ньютона в монохроматическом свете оказалось, что центральное пятно светлое. Что можно сказать об оптической разности хода интерферирующих лучей в этом месте?
4. В чем заключается принцип действия винта 6, с помощью которого производят смещение полос?
5. Какая картина будет наблюдаться в этом интерферометре, если воздушный клин (см. рис. 7.1) превратить поворотом зеркала Z_1 в микроскоп параллельный зазор?

Работа 8

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА РЭЛЕЯ

Введение. Основным условием наблюдения интерференции света является *когерентность* интерферирующих волн, т. е. сохранение постоянной во времени их разности фаз. В силу особых свойств излучения использование независимых источников света не позволяет получить картины интерференции. Однако можно осуществить схемы, в которых искусственно создаются источники света путем расщепления светового пучка от *одного* источника на две части с последующей встречей их в месте интерференции.

Один из способов, основанных на таком принципе, применяется в интерферометре, оптическая схема которого показана на рис. 8.1. От источника света 1 (ярко освещенной

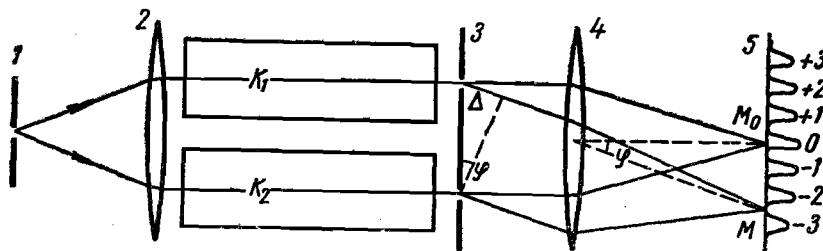


Рис. 8.1.

щели) лучи света, пройдя коллиматорный объектив 2 и кюветы K_1 и K_2 , падают на диафрагму 3 с двумя узкими щелями. Последние играют роль двух когерентных источников. Дифрагированные от этих щелей световые волны собираются в фокальной плоскости 5 объектива 4, образуя интерференционную картину — систему светлых и темных полос.

Распределение интенсивности в интерференционной картине определяется оптической разностью хода интерферирующих лучей. Если, например, световые колебания в обеих щелях происходят в одной и той же фазе, то центр картины

(точка M_0) будет светлым. Здесь возникает нулевой максимум, отвечающий нулевой разности хода. Следующие максимумы возникнут в тех точках плоскости 5, для которых оптическая разность хода Δ интерферирующих лучей будет равна целому числу длин волн λ : в эти точки колебания приходят в одинаковой фазе. Из рис. 8.1 видно, что $\Delta = d \sin \varphi$, где d — расстояние между щелями диафрагмы 3; φ — угол дифракции интерферирующих лучей. Таким образом, условие образования максимумов определяется соотношением

$$d \sin \varphi_k = k\lambda, \quad (8.1)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — порядок интерференционного максимума.

В тех же точках экрана, для которых оптическая разность хода равна нечетному числу полуволн $\lambda/2$, возникнут минимумы освещенности; в эти точки интерферирующие лучи приходят в противофазе.

Представим себе теперь, что, например, в кювете K_1 , оптическая плотность вещества (показатель преломления n) начнет увеличиваться. В этом случае появится дополнительная разность хода интерферирующих лучей, которая будет зависеть от величины изменения показателя преломления Δn и длины кюветы l . Если длины обеих кювет одинаковы, то условие образования k -го максимума в данном случае будет иметь вид

$$d \sin \varphi_k + l \Delta n = k\lambda. \quad (8.2)$$

Из этой формулы видно, что изменение Δn вызовет соответствующее изменение угла φ_k , т. е. смещение k -го максимума, а следовательно, и всей интерференционной картины. Смещение на ширину интерференционной полосы, т. е. на расстояние между соседними максимумами (или минимумами), соответствует появлению дополнительной разности хода в исследуемом веществе на целую длину волны λ . Поэтому, измерив величину смещения η в долях ширины полосы, по формуле

$$l \Delta n = \eta \lambda \quad (8.3)$$

легко найти изменение показателя преломления вещества Δn .

На измерении величины смещения интерференционных полос основан весьма чувствительный метод определения очень малых разностей показателей преломления жидкостей и газов.

В данной работе изучается применение интерферометра для определения зависимости коэффициента преломления воздуха от давления.

Описание установки. Используемая в этой работе установка состоит из двух основных частей: интерферометра ИТР-1 и манометрической системы.

Оптическая схема интерферометра показана на рис. 8.2. Здесь 1 — источник света; 2 — щелевая диафрагма; 3 — коллиматорный объектив; 4 — диафрагма с двумя узкими щелями; K_1 и K_2 — кюветы; 5 — компенсатор; 6 — объектив; 7 — окуляр, через который наблюдают интерференционную картину, возникающую в фокальной плоскости объектива.

Кюветы K_1 и K_2 расположены в верхней части прибора, наполовину перекрывая щели диафрагмы 4 по высоте. В результате в поле зрения окуляра наблюдаются две системы интерференционных полос: пучки лучей, проходящие под



Рис. 8.2.

куветами, образуют нижнюю неподвижную систему полос, пучки лучей, проходящие через кюветы, — верхнюю подвижную систему полос.

В том случае, когда оптическая разность хода в кюветах равна нулю, обе системы полос (верхняя и нижняя) совпадают друг с другом. Если же в одной из кювет изменять давление газа, а следовательно и его показатель преломления, то возникающая дополнительная разность хода приводит к смещению верхней системы полос относительно нижней, являющейся как бы индексом, по которому производится отсчет.

Компенсатор 5 представляет собой две одинаковые плоскопараллельные стеклянные пластинки, одна из которых может поворачиваться вокруг горизонтальной оси с помощью барабана 8. Поворотом подвижной пластины компенсатора вводится добавочная разность хода, с помощью которой можно скомпенсировать разность хода в кюветах, показателем чего является совмещение верхней системы полос с нижней. Отсчеты производятся по шкале барабана через специальную лупу.

Интерферометр ИТР-1 позволяет измерять малые разности показателей преломления жидкостей и газов с точностью до 10^{-8} .

Прибор тщательно отьюстирован, поэтому никакая самостоятельная регулировка его узлов недопустима.

Манометрическая часть установки служит для создания определенных давлений газа в одной из кювет. Она состоит из ручного насоса, крана и водяного манометра.

ЗАДАНИЕ

Определение зависимости показателя преломления воздуха от давления

Подготовка установки. Прежде всего следует привести давление воздуха в обеих кюветах интерферометра к атмосферному (поворотом ручки манометрического крана в положение «атм»).

Затем снять колпачок со зрительной трубы интерферометра и подключить прибор к внешней сети. Включив кнопочный выключатель на шнуре прибора, убедиться, что в поле зрения окуляра прибора появились верхняя и нижняя системы интерферирующих полос. Отрегулировать накал лампочки осветителя, чтобы яркость интерференционной картины была наиболее удобной для наблюдения. Вращением накатанного кольца окуляра добиться максимальной четкости видимой картины.

Поворотом ручки манометрического крана в положение «вкл» соединить кювету прибора с насосом и манометром. Проверить далее установку на герметичность. Для этого создать насосом избыточное давление в кювете (около 200 мм вод. ст.), поставить ручку крана в положение «откл» и, выждав 1—2 мин для установления температуры, наблюдать затем в течение 10 мин за изменением давления по манометру. За это время давление не должно изменяться более чем на 2 мм.

Измерения. Соединить манометрический кран с атмосферой. Наблюдая в окуляр прибора, вращением барабана микрометра добиться совмещения обеих интерференционных картин по центральной темной полосе (эта полоса не имеет цветных каемок). Совмещение произвести несколько раз до получения устойчивого отсчета (в пределах одного деления по барабану).

Полученный нулевой отсчет i_0 записать.

Затем определить ширину интерференционной полосы в делениях шкалы барабана (Δi). Для этого сместить поворотом барабана верхнюю систему интерференционных полос на несколько полос относительно нижней и отметить одновременно разность отсчетов по шкале барабана. Это измерение повторить не менее трех раз. Из полученных результатов вычислить ширину одной полосы (Δi) в делениях шкалы барабана.

После этого повернуть ручку крана в положение «вкл» и создать избыточное давление около 50 мм вод. ст. Опять повернуть ручку крана, теперь в положение «откл», и, выждав 1—2 мин для установления температуры, произвести

совмещение интерференционных полос (не менее трех раз). По барабану микрометра взять соответствующие отсчеты.

Аналогичную операцию и измерения повторить, увеличивая давление через каждые 50 мм (вплоть до 500—600 мм). Значения избыточных давлений и соответствующие отсчеты i (по шкале барабана) записать.

Вычисления. Так как величина смещения полос η в формуле (8.3) равна $\frac{i - i_0}{\Delta i}$, где Δi — ширина одной полосы, то

$$\Delta n = \frac{i - i_0}{\Delta i} \cdot \frac{\lambda}{l},$$

где $\lambda = 0,55 \text{ мк}$; $l = 100 \text{ см}$.

Вычислив Δn по этой формуле для каждого значения избыточного давления Δp , построить затем график зависимости Δn от Δp . Он должен иметь вид прямой.

Определить из наклона прямой среднее значение отношения $\Delta n / \Delta p$ и по формуле

$$\Delta n = \frac{n_0 - 1}{p_0} \Delta p,$$

где p_0 и n_0 — исходные значения давления газа и его показателя преломления, вычислить n_0 (давление p_0 взять по барометру).

Контрольные вопросы

- Почему при расчете оптической разности хода двух лучей (см. рис. 8.1.) не принимается во внимание объектив 4?
- Почему темные полосы, наблюдаемые в интерферометре, имеют цветные края?
- На рис. 8.1 диафрагма с двумя щелями расположена перед кюветами, а на рис. 8.2 — за кюветами. Эквивалентны ли обе эти схемы?
- Точность совмещения полос в данном приборе равна около 1/30 ширины полосы. Какова при этом погрешность в определении разности показателей преломления газа в кюветах?
- Какая картина будет наблюдаться на экране 5 (см. рис. 8.1), если щель 1 заменить малым круглым отверстием?

Работа 9

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА

Введение. Метод фазового контраста используется при работе с микроскопом — прибором, предназначенным для наблюдения весьма малых объектов. Поэтому прежде чем рассмотреть, в чем заключается этот метод, остановимся на принципе действия микроскопа и его основных характеристиках.

Оптическая схема микроскопа показана на рис. 9.1. Здесь 1 — короткофокусный объектив; 2 — окуляр. Объектив дает

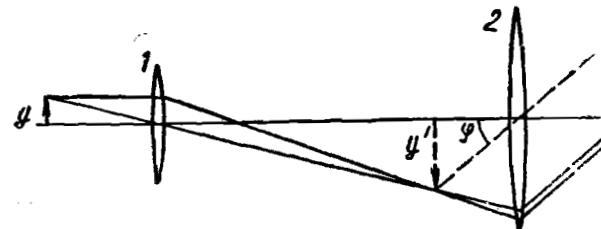


Рис. 9.1.

перевернутое увеличенное изображение предмета, которое рассматривают в окуляр, как через лупу.

Основные характеристики микроскопа — это увеличение и разрешающая способность.

Увеличение γ определяется как отношение тангенса угла φ , под которым предмет виден через микроскоп, к тангенсу угла φ_0 , под которым этот предмет виден невооруженным глазом с расстояния наилучшего зрения (25 см):

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0}. \quad (9.1)$$

Разрешающая способность определяется наименьшим расстоянием между двумя точками объекта, которые еще

воспринимаются раздельно. Предельное значение разрешающей способности, как показывает теория, равно

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{n \sin u}, \quad (9.2)$$

где λ — длина волны света; n — показатель преломления среды между предметом и объективом; u — угол полурасстояния пучка, падающего на объектив (величина $n \sin u$ называется *числовой апертурой*).

Теперь рассмотрим некоторые методы наблюдения микрообъектов с помощью микроскопа.

Возможность наблюдения микрообъектов с помощью микроскопа основана на том, что они иначе, чем окружающая среда, рассеивают, поглощают или отражают падающий на них свет. Изображение микрообъекта в микроскопе представляет собой результат интерференции рассеянного микрообъектом света и света, проходящего без отклонения через окружающие участки среды (невозмущенный свет). Качество получающегося изображения (степень контрастности) зависит при этом от соотношения амплитуд и фаз рассеянного и невозмущенного света.

В связи с этим для различных объектов применяют различные методы наблюдения: методы светлого и темного поля, метод фазового контраста, наблюдение в поляризованном свете, в ультрафиолетовых лучах и др.

Метод светлого поля обычно применяют для наблюдения непрозрачных или окрашенных достаточно крупных микрочастиц. В образовании изображения здесь участвуют как рассеянные, так и невозмущенные лучи.

Метод темного поля позволяет наблюдать более мелкие микрочастицы, не видимые с помощью метода светлого поля. В этом методе невозмущенные лучи света тем или иным способом задерживаются, так что в образовании изображения участвует только рассеянный микрочастицами свет. Этот метод позволяет обнаруживать *наличие* частиц, размеры которых во много раз меньше предела разрешения микроскопа.

Метод фазового контраста, изучаемый в настоящей работе, служит для наблюдения особо слабых микрообъектов, которые отличаются от окружающей среды в основном лишь показателем преломления. Такие объекты носят название *рефракционных структур*. Особенность этих структур в том, что они изменяют *фазу* проходящей через них световой волны, не внося при этом заметных изменений в ее амплитуду.

Рефракционные структуры непосредственно наблюдать нельзя, ибо обычные приемники света (глаз, фотоэлемент, фотопластинка) реагируют не на фазу световых колебаний.

На их амплитуду. Метод же фазового контраста позволяет изменение фазы световых колебаний превратить в изменение амплитуды, чем и достигается значительное увеличение контрастности изображения.

Сущность этого метода в следующем. Прозрачная пластинка, содержащая участок A (рис. 9.2) с несколько отличающимся показателем преломления, освещается параллельным пучком света. После пластинки лучи света продолжают свой путь до объектива l без преломления, за исключением лучей, прошедших через участок A . Эти лучи под влиянием скачка показателя преломления на границах участка A дифрагируют и образуют рассеянные лучи (пунктирные линии).

Рассеянные лучи с помощью объектива l создают изображение участка A в точке A' , которое однако на общем светлом фоне, вызываемом нерассеянным светом, обычно не наблюдается.

Таким образом, в точку A' приходят колебания от двух когерентных световых волн — нерассеянной и дифрагированной.

Результат интерференции этих колебаний зависит от соотношения их амплитуд и разности фаз. Обозначим амплитуды колебаний, приходящих в точку A' от нерассеянной и дифрагированной волн, соответственно векторами S и D . Тогда результирующее колебание в точке A' будет определяться вектором $P = S + D$, квадрат которого характеризует интенсивность света в этой точке.

В рассматриваемом случае амплитуда колебаний дифрагированной волны значительно меньше амплитуды колеба-

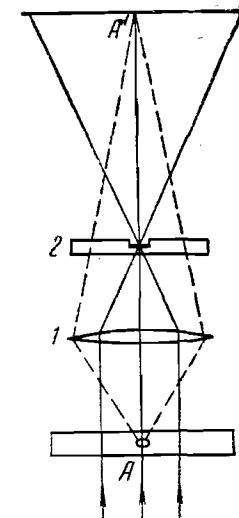


Рис. 9.2

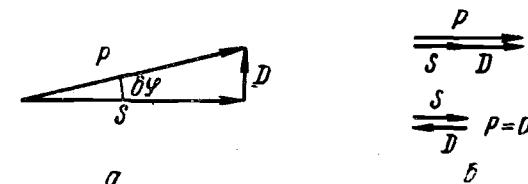


Рис. 9.3

ний нерассеянной волны, т. е. $|D| \ll |S|$, и, кроме того, можно показать, что разность фаз этих колебаний близка к $\pi/2$, т. е. угол между векторами D и S почти прямой (рис. 9.3, a).

Исходя из этого, в методе фазового контраста поступают следующим образом:

- 1) волну S ослабляют до интенсивности волны D ;
- 2) разность фаз $\pi/2$ между волнами D и S с помощью специальной пластинки изменяют еще на $\pi/2$, вследствие чего вектор D окажется направленным по или против вектора S (см. рис. 9.3 б).

В результате интерференционный эффект в плоскости изображения приводит к наибольшему усилению (или почти полному ослаблению) изображения исследуемого объекта на фоне, обусловленном волной S , чем и достигается максимум контраста изображения.

С этой целью в фокальной плоскости объектива устанавливают так называемую *фазовую пластинку* 2 (см. рис. 9.2). Это прозрачная стеклянная пластина с уточнением в месте прохождения нерассеянного света. Уточнение покрыто тонким полупрозрачным металлическим слоем и сделано с таким расчетом, чтобы разность оптических путей для све-

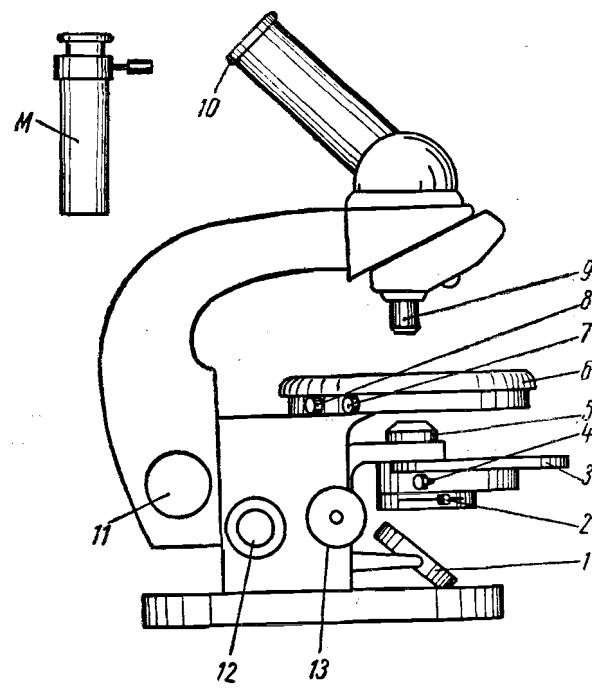


Рис. 9.4.

товых лучей, проходящих через уточнение и помимо него, составляла четверть длины волны, что соответствует разности фаз в $\pi/2$. В результате нерассеянный свет проходит,

силько ослабляясь, через поглощающую часть фазовой пластины, дифрагированный же свет — в основном — через прозрачную часть пластины, приобретая дополнительную разность фаз $\pi/2$.

Описание микроскопа. В данной работе используется микроскоп МБР-1. Его внешний вид показан на рис. 9.4. Здесь 1 — осветительное зеркало; 2 — регулятор полевой диафрагмы конденсора; 3 — револьверный диск с набором кольцевых диафрагм, центрирование которых осуществляется двумя винтами 4; 5 — конденсор; 6 — предметный столик (горизонтальное перемещение его производится винтом 7, а вращение вокруг вертикальной оси — от руки после раскрепления стопорного винта 8); 9 — объектив микроскопа; 10 — окуляр.

Грубая фокусировка микроскопа производится рукояткой 11, тонкая фокусировка рукояткой 12, перемещение конденсора — рукояткой 13.

Роль фазовой пластины играет *фазовое кольцо*, выгравированное непосредственно на внутренней поверхности объектива 9.

К микроскопу прилагается осветитель, объектив-микрометр с ценой деления 0,01 мм, окулярная насадка с полупрозрачным зеркалом, вертикальная миллиметровая линейка, вспомогательный микроскоп *M* (его окуляр можно перемещать и стопорить в нужном положении боковым винтом), светофильтры и исследуемый объект — фазовая дифракционная решетка.

ЗАДАНИЯ

1. Определение увеличения микроскопа

Включить осветитель на минимальное напряжение и, глядя в окуляр микроскопа, добиться равномерной освещенности поля зрения с помощью поворота осветительного зеркала и перемещения конденсора рукояткой 13. При этом полевая диафрагма 2 должна быть максимально открыта, а кольцевая диафрагма выведена (поворотом револьверного диска 3 до слабого щелчка) в одно из промежуточных положений. Эти положения обозначены цифрами в окошечке револьверного диска.

Поместить затем на предметный столик объектив-микрометр *i*, перемещая тубус микроскопа* сначала рукояткой грубой фокусировки, затем рукояткой тонкой фокусировки,

* Во избежание повреждения объектива при соприкосновении с предметным стеклом перемещать тубус следует снизу вверх, предварительно опустив его почти до соприкосновения с пластинкой.

добиться четкого изображения шкалы объект-микрометра. Установить такое напряжение на осветителе, чтобы изображение было наиболее удобным для наблюдения.

После этого установить слева от микроскопа вертикальную линейку на расстоянии 25 см от окуляра и надеть на окуляр микроскопа окулярную насадку с полупрозрачным зеркалом. В поле зрения последней должны наблюдаться изображения двух шкал. Поворотом предметного столика совместить обе шкалы. Пусть N — число делений линейки, которые укладываются между n делениями шкалы объект-микрометра. Тогда увеличение микроскопа

$$\gamma = \frac{N}{na},$$

где a — цена деления объект-микрометра.

2. Наблюдение объектов методом фазового контраста

Эффективность этого метода в сильной степени зависит от точности настройки прибора, поэтому ее необходимо выполнить с максимальной тщательностью.

Настройка микроскопа. Поместить исследуемый объект на предметный столик и, перемещая тубус, тщательно сфокусировать микроскоп на четкое видение его. Это положение тубуса должно оставаться неизменным в процессе последующей настройки (рукоятки грубой и тонкой фокусировки в дальнейшем не трогать!).

Далее произвести настройку микроскопа на фазовый контраст, т. е. совместить изображение кольцевой диафрагмы конденсора с фазовым кольцом объектива. Для этого вынуть окуляр из верхней части тубуса и вставить на его место вспомогательный микроскоп. Перемещением окуляра этого микроскопа добиться четкого видения фазового кольца.

Поворотом револьверного диска ввести в ход лучей одну из кольцевых диафрагм и перемещением конденсора добиться максимально четкого изображения светлого кольца. После этого ввести такую кольцевую диафрагму, изображение которой полностью укладывалось бы внутри фазового кольца. Тщательно совместить светлое кольцо диафрагмы с фазовым кольцом объектива (поворотом центрировочных винтов 4). Записать номер данной диафрагмы.

Закончив настройку по фазовому кольцу, вынуть вспомогательный микроскоп и установить на его место окуляр.

Сравнить качество изображений при использовании метода фазового контраста и при наблюдении в светлом поле (в последнем случае кольцевая диафрагма конденсора должна быть выведена поворотом револьверного диска в соседнее положение). Для большей объективности яркость изо-

бражений в обоих методах следует сделать одинаковой и наиболее удобной для наблюдения (изменением напряжения на трансформаторе).

Для получения большего эффекта рекомендуется использовать светофильтры, прилагаемые к микроскопу. Найти из них тот, который дает больший эффект.

Измерения. Получив фазовоконтрастное изображение решетки, определить ее период. Для этого надеть на окуляр микроскопа окулярную насадку. Установить слева от микроскопа на расстоянии 25 см от тубуса вертикальную линейку и совместить ее изображение со штрихами решетки повернутом предметного столика. Пусть N' — число делений шкалы, которые укладываются между n' штрихами решетки. Тогда период решетки (ширина одного штриха):

$$d = \frac{N'}{n'\gamma},$$

где γ — увеличение микроскопа, определенное в предыдущем задании. Это измерение проделать не менее трех раз.

Контрольные вопросы

1. От каких факторов зависит увеличение микроскопа?
2. Чем обусловлен предел разрешающей способности микроскопа? Как можно увеличить его разрешающую способность?
3. В чем преимущество метода фазового контраста по сравнению с методом темного поля?
4. Почему использование светофильтра дает больший эффект в методе фазового контраста?
5. Что такое фазовая дифракционная решетка?

Работа 10

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Введение. В этой работе изучается дифракция света в параллельных лучах, когда дифракционная картина от исследуемых объектов образуется в фокальной плоскости объектива (дифракция Фраунгофера).

В качестве исследуемых объектов используются: прозрачная дифракционная решетка, круглое отверстие и плоская двумерная решетка.

Расчет распределения интенсивности в дифракционной картине во всех случаях производится с помощью основного принципа волновой оптики — принципа Гюйгенса — Френеля. Согласно этому принципу, результирующее колебание в любой точке определяется суммированием вторичных волн.

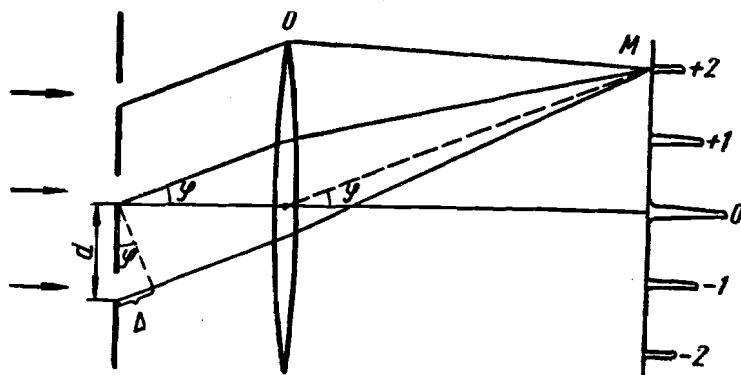


Рис. 10.1.

приходящих в эту точку от всех элементов произвольной поверхности, с учетом их амплитуд и фаз. Определив амплитуду результирующего колебания, легко затем найти и его интенсивность: $I \propto a^2$.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

Дифракционная решетка. Дифракционная решетка представляет собой стеклянную пластинку, на которой через строго одинаковые интервалы нанесено большое число параллельных штрихов. Пусть на такую решетку падает нормально плоская монохроматическая световая волна. Если на пути дифрагированных волн поместить объектив O , то в его фокальной плоскости возникнет дифракционный спектр, состоящий из ряда отдельных максимумов (рис. 10.1). Максимумы возникнут в тех направлениях, для которых оптическая разность хода Δ лучей, исходящих из соответствующих элементов соседних щелей, равна целому числу длин волн λ . В этом случае колебания от всех щелей приходят в точку M в фазе и, следовательно, будут максимально усиливать друг друга.

Из рис. 10.1 видно, что $\Delta = d \sin \varphi$, где d — постоянная решетки (ее период); φ — угол дифракции. Таким образом, углы дифракции φ_k , под которыми образуются максимумы, определяются условием

$$d \sin \varphi_k = k\lambda, \quad (10.1)$$

где k — порядок дифракционного максимума ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$); λ — длина волны света.

Из этой формулы следует: если падающий свет содержит несколько различных длин волн, то решетка разложит его

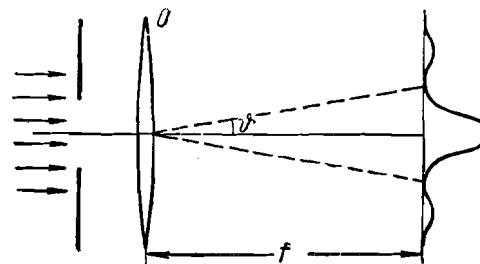


Рис. 10.2.

в спектр. В середине спектра возникнет белая полоса — нулевой максимум ($k=0$) для всех длин волн; по обе стороны от нулевого максимума образуются линейчатые спектры 1-го, 2-го и т. д. порядков. Причем в каждом спектре максимумы более коротких длин волн располагаются ближе к центральной полосе, а максимумы более длинных волн — дальше.

На этом основано использование дифракционной решетки в качестве спектрального прибора.

Дифракция на круглом отверстии. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на круглое отверстие. В этом случае в фокальной плоскости объектива O (рис. 10.2) возникнет дифракционная картина:

центральное светлое пятно, окруженное системой чередующихся темных и светлых колец.

Расчет показывает, что углы дифракции ϑ , под которыми образуются минимумы и максимумы этих колец, определяются формулой

$$\frac{R}{\lambda} \sin \vartheta = \begin{cases} 0,61, 1,12, 1,62, \dots & \text{(минимумы)} \\ 0,81, 1,33, 1,85, \dots & \text{(максимумы)}, \end{cases} \quad (10.2)$$

где R — радиус отверстия; λ — длина волны света.

Для получения дифракционной картины достаточно больших угловых размеров необходимо, как видно из последней формулы, использовать малое отверстие. А это приводит к тому, что интенсивность дифракционной картины оказывается недостаточной для визуальных наблюдений.

Эту трудность можно обойти следующим путем. Известно, что в случае дифракции *плоских* световых волн перемещение отверстия в его плоскости не оказывается на форме и размерах дифракционной картины. Поэтому, если вместо одного отверстия сделать много *беспорядочно расположенных* одинаковых отверстий, то дифракционная картина от них будет *такая же, как от одного отверстия*, а ее интенсивность будет равна сумме интенсивностей, даваемых каждым отверстием в отдельности. Беспорядочное расположение отверстий позволяет избежать интерференционных эффектов, которые возникли бы в случае их упорядоченного расположения.

Дифракция на двумерной решетке. Рассмотрим сначала дифракцию на одномерной цепочке из рассеива-

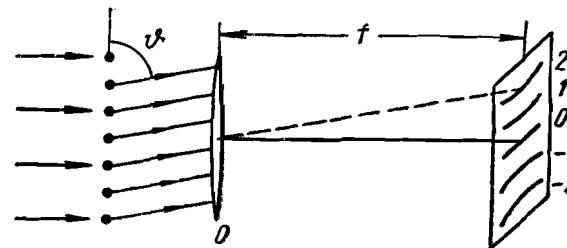


Рис. 10.3.

ющих центров. Пусть на такую цепочку падает нормально плоский монохроматический световой поток (рис. 10.3). Под влиянием падающей световой волны рассеивающие центры станут источниками когерентных сферических волн. Оптическая разность хода колебаний, исходящих из двух соседних центров и распространяющихся в направлении ϑ , равна $\Delta = a \cos \vartheta$, где a — период цепочки. В тех направлениях ϑ , для которых Δ равно целому числу длин волн, в результате

интерференции колебаний возникнут максимумы интенсивности. Их можно наблюдать непосредственно на достаточно удаленном экране или в фокальной плоскости объектива O .

Направления ϑ_k , в которых образуются эти максимумы, лежат на образующей конусов, ось которых совпадает с линейной цепочкой, а их угол полурасторва ϑ_k удовлетворяет соотношению

$$a \cos \vartheta_k = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10.3)$$

Вид дифракционной картины от такой цепочки зависит от положения объектива. Если оптическая ось объектива совпадает с линейной цепочкой, то в его фокальной плоскости образуется система концентрических светлых колец. Если же оптическая ось перпендикулярна цепочке, то светлые полосы в его фокальной плоскости будут иметь вид гипербол, как показано на рис. 10.3.

Теперь рассмотрим случай, когда плоский световой поток падает нормально на *двумерную* прямоугольную решетку из рассеивающих центров с периодами a и b . Такую решет-

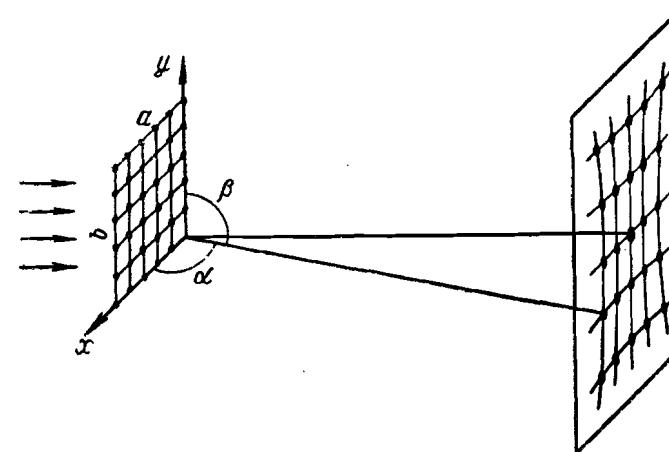


Рис. 10.4.

ку можно представить, как наложение двух систем линейных цепочек, параллельных осям x и y (рис. 10.4). Поэтому дифракционные максимумы будут возникать в тех направлениях, для которых формула (10.3) удовлетворяется для обеих систем линейных цепочек, т. е.

$$\begin{aligned} a \cos \alpha &= k_1 \lambda, \\ b \cos \beta &= k_2 \lambda, \end{aligned} \quad (10.4)$$

где k_1 и k_2 — целые числа (положительные и отрицательные, включая нуль).

В этом случае на достаточно удаленном экране или в фокальной плоскости объектива возникнет система отдельных световых пятен, которые располагаются в точках пересечения двух систем гипербол.

Зная расположения этих пятен и длину волны света, можно с помощью формул (10.4) рассчитать постоянные решетки и определить форму ее элементарной ячейки. Этот метод лежит в основе рентгеноструктурного анализа кристаллов.

Описание установки. Работа проводится на установке, оптическая схема которой показана на рис. 10.5. Здесь 1 — источник света; 2 — конденсорная линза; 3 — входное отверстие коллиматора, расположенное в передней фокальной плоскости

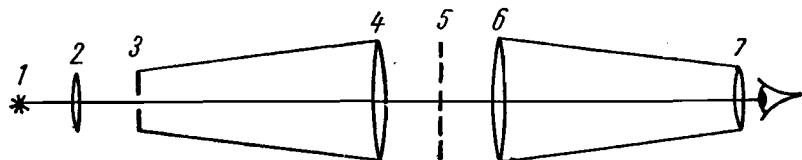


Рис. 10.5.

сти его объектива 4; 5 — дифракционный объект; 6 — объектив зрительной трубы, в фокальной плоскости которого обра- зуется дифракционная картина; 7 — окуляр-микрометр.

В качестве входного отверстия коллиматора используется узкая щель (при работе с дифракционной решеткой) и малое круглое отверстие (при изучении дифракции от круглых отверстий и двумерной решетки).

Источник света — ртутная лампа, дающая в видимой области спектра несколько достаточно ярких спектральных линий.

ЗАДАНИЯ

1. Определение длин волн спектральных линий

Установить в фокальную плоскость коллиматора диафрагму с узкой прямоугольной щелью.

Включить ртутную лампу. Перемещением конденсорной линзы добиться того, чтобы входная щель коллиматора была равномерно и ярко освещена.

Сфокусировать окуляр-микрометр на четкое видение визирного креста нитей (вращением накатанного кольца). Затем сфокусировать зрительную трубу (перемещением окуляра-микрометра) на четкое видение изображения входной щели коллиматора (без параллакса относительно визирного креста нитей).

После этого установить перед объективом зрительной трубы дифракционную решетку в положение, при котором ее

штрихи были бы параллельны входной щели коллиматора. В поле зрения должна появиться дифракционная картина — линейчатый спектр. Слегка поворачивая решетку вокруг оптической оси, добиться максимальной четкости дифракционной картины.

Измерить положения фиолетовой, зеленой и желтой спектральных линий во всех видимых порядках спектра. Для этого вращением барабана окуляр-микрометра совместить точку пересечения визирного креста нитей последовательно с серединами этих линий и сделать соответствующие отсчеты x_k по шкале и барабану микрометра. Одновременно для каждой линии отметить ее цвет и порядок спектра (k).

Эти измерения произвести для максимумов, расположенных как слева так и справа от центрального максимума.

Вычисления. В нашем случае углы дифракции малы, поэтому в формуле (10.1) можно считать, что $\sin \Phi_k = \Phi_k$. Тогда формула для определения длин волн будет иметь вид

$$\lambda = \frac{d}{2f} \cdot \frac{\Delta x_k}{k}. \quad (10.5)$$

где d — постоянная решетки; f — фокусное расстояние объектива зрительной трубы; Δx_k — расстояние между симметрично расположенными максимумами k -го порядка. Таким образом, для определения длины волн, например, фиолетовой линии необходимо вычислить расстояния Δx_k для каждого порядка спектра k этой линии, отношение $\Delta x_k/k$ и его среднее значение, а затем воспользоваться формулой (10.5).

2. Исследование дифракции на круглом отверстии

1. Установить в фокальную плоскость коллиматора вместо диафрагмы с щелью диафрагму с малым круглым отверстием, а на место дифракционной решетки ирисовую диафрагму с полностью открытым отверстием.

2. Добиться максимально яркого освещения входного отверстия коллиматора. При этом в центре поля зрения трубы должно появиться его яркое и четкое изображение.

3. Наблюдать, как при постепенном уменьшении отверстия ирисовой диафрагмы изображение входного отверстия теряет четкость и, постепенно размываясь, переходит в дифракционную картину очень слабой интенсивности.

4. Заменить ирисовую диафрагму пластинкой с множеством беспорядочно расположенных отверстий диаметром 1,0 мм. Убедиться, что интенсивность дифракционной картины при этом резко возрастает.

Ввести в ход лучей желтый или зеленый светофильтр.

Измерить положение максимумов и минимумов.

5. Вычислить длину волны света. С учетом малости углов дифракции формула (10.2) для расчета длины волны света приобретает следующий вид:

$$\lambda = \frac{R}{2f} \cdot \frac{d_n}{n}, \quad (10.6)$$

где d_n — диаметр светлого или темного кольца; n — соответствующее ему число, которое приведено в формуле (10.2).

Чтобы воспользоваться формулой (10.6), следует предварительно вычислить отношение d_n/n для каждого кольца и затем среднее значение этого отношения для всех колец.

Полученное значение длины волны сравнить с соответствующим результатом предыдущего задания.

3. Определение параметров двумерной решетки

1. Заменить пластику с отверстиями пластинкой с двумерной прямоугольной решеткой. В поле зрения должна появиться система дифракционных максимумов — пятен.

Измерить положения центров максимумов, которые лежат на горизонтали, проходящей через центральный (пулевой) максимум.

Аналогичные измерения проделать, повернув решетку на 90° вокруг оптической оси.

2. Из полученных отсчетов найти расстояния между симметрично расположенными максимумами в обоих направлениях (Δx_k и Δy_k). Вычислить средние значения отношений $\Delta x_k/k$ и $\Delta y_k/k$, где k — порядок максимумов, и затем постоянные решетки a и b по формулам

$$a = \frac{2if}{\Delta x_k/k}, \quad b = \frac{2if}{\Delta y_k/k}, \quad (10.7)$$

которые нетрудно получить из выражений (10.4), если учесть, что углы α и β в нашем случае мало отличаются от 90° .

Контрольные вопросы

1. В чем заключается принцип Гюйгенса — Френеля? Чем отличается дифракция Фраунгофера от дифракции Френеля?

2. Почему при расчете оптической разности хода дифрагированных лучей не принимается во внимание объектив зрительной трубы?

3. Как отразится на характере линейчатого спектра, даваемого дифракционной решеткой, поворот решетки? увеличение ее числа штрихов?

4. В каком случае дифракционные картины от множества одинаковых отверстий и от одного отверстия будут отличаться друг от друга?

5. Какой вид имеет дифракционная картина от двумерной косоугольной решетки?

Работа 11

ИЗУЧЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Введение. Отражательная дифракционная решетка представляет собой металлическую зеркальную пластинку, на которой через строго одинаковые интервалы нанесено большое число штрихов. Такая структура обладает периодически изменяющимся коэффициентом отражения.

При падении плоской световой волны на решетку, каждый элемент ее поверхности становится источником вторич-

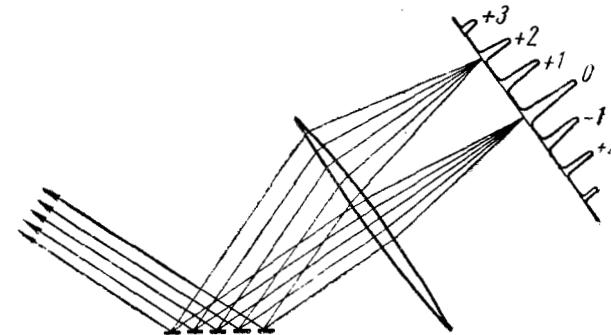


Рис. 11.1.

ных когерентных волн. Результирующее световое колебание в любой точке пространства определяется согласно принципу Гюйгенса — Френеля суммированием вторичных волн, приходящих в данную точку от всех элементов решетки, с учетом их амплитуд и фаз.

Если на пути дифрагированных волн поставить собирающую линзу, то в фокальной плоскости ее будет наблюдаться дифракционный спектр, состоящий из ряда отдельных максимумов (рис. 11.1). Дифракционные максимумы возникают

в тех направлениях, для которых оптическая разность хода лучей, отраженных от соответствующих элементов соседних штрихов решетки, равна целому числу длин волн. В этом случае колебания от всех штрихов решетки приходят в определенные точки фокальной плоскости линзы в фазе и, следовательно, максимально усиливают друг друга.

Из рис. 11.2 видно, что оптическая разность хода соседних соответствующих лучей $\Delta = \Delta_0 - \Delta' = d(\sin \varphi_0 - \sin \varphi)$, где d — постоянная решетки (ее период), φ_0 — угол падения; φ — угол дифракции. Таким образом, углы дифракции φ_k , под которыми образуются максимумы, определяются условием

$$d(\sin \varphi_0 - \sin \varphi_k) = k\lambda, \quad (11.1)$$

где k — порядок дифракционного максимума ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$); λ — длина волны света.

В этой формуле необходимо учесть *правило знаков* для углов φ_0 и φ_k : оба угла имеют одинаковые знаки, если лежат по разные стороны от нормали n (как на рис. 11.2) и разные

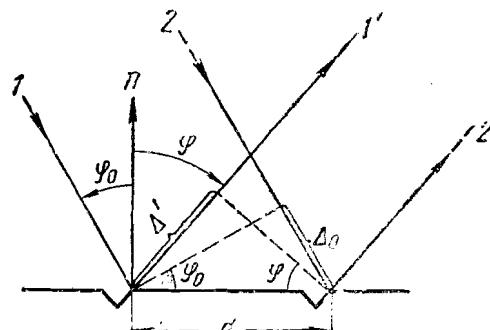


Рис. 11.2.

знаки, если — по одну и ту же сторону от нормали. При этом угол φ_0 можно считать всегда положительным.

Из формулы (11.1) следует: если падающий свет содержит несколько *различных* длин волн, то решетка разложит его в спектр. В направлении зеркального отражения $\varphi_k = \varphi^0$ возникнет максимум нулевого порядка $k=0$ для всех длин волн. Слева и справа от него возникнут линейчатые спектры различных порядков ($k=\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$). В каждом из спектров максимумы более коротких длин волн располагаются ближе к центральной полосе, максимумы более длинных волн — дальше.

На этом основано использование дифракционной решетки в качестве спектрального прибора.

Качество спектра (расстояние между спектральными линиями и их ширина) зависит от двух основных характеристик спектрального прибора: угловой дисперсии и разрешающей способности.

Угловая дисперсия характеризует способность спектрального прибора пространственно разделять пучки лучей различных длин волн. Мерой угловой дисперсии является отношение $\Delta\varphi/\Delta\lambda$, где $\Delta\varphi$ — угловое расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длинам волн на $\Delta\lambda$. Для дифракционной решетки угловая дисперсия *

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}, \quad (11.2)$$

где k — порядок спектра; d — период решетки; φ — угол дифракции. Эту формулу легко получить, продифференцировав соотношение (11.1) по λ .

Разрешающая способность характеризует способность прибора разделять (разрешать) спектральные линии, мало отличающиеся по длинам волн. За меру разрешающей способности принимается отношение $\lambda/\delta\lambda$, где λ — длина волны, около которой производится измерение; $\delta\lambda$ — наименьшая разница в длинах волн двух разрешаемых спектральных линий. Величина $\delta\lambda$ обычно определяется *условием Рэлея*: две близкие спектральные линии считаются разрешенными, если максимум одной из них совпадает с первым минимумом другой. Отсюда можно показать, что разрешающая способность дифракционной решетки

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (11.3)$$

где k — порядок спектра; N — число штрихов решетки.

В заключение следует отметить, что отражательные решетки имеют существенное преимущество перед прозрачными: они позволяют исследовать значительно более широкий спектральный диапазон, в то время как возможности прозрачных решеток ограничены из-за селективного поглощения в стекле.

Описание установки. Работа проводится на гониометре — приборе, предназначенном для точных измерений углов. Оптическая схема установки показана на рис. 11.3. Свет от источника 1, пройдя коллиматорную щель 2 и коллиматорный объектив 3, падает параллельным пучком на дифракционную решетку 4. Наблюдение дифрагированного света производится через зрительную трубу 5, в фокальной плоскости объектива которой образуется спектр, состоящий из ряда линий.

Внешний вид гониометра показан на рис. 11.4. Здесь 1 — винт для регулировки ширины коллиматорной щели; 2 — предметный столик с дифракционной решеткой; 3 — ру-

коятка для фокусировки зрительной трубы. В фокальной плоскости окуляра находится визирный крест — два перпендикулярных штриха.

Столик с решеткой можно поворачивать от руки вокруг вертикальной оси после раскрепления стопорного винта 4.

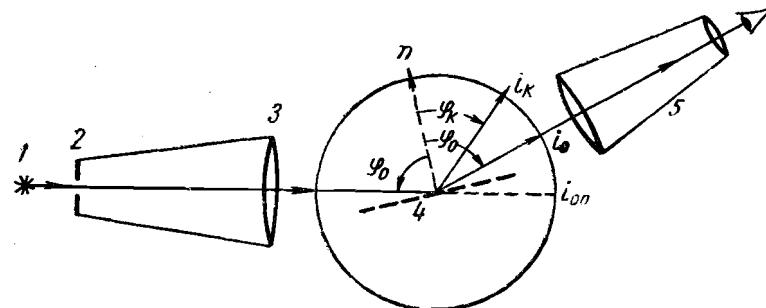


Рис. 11.3.

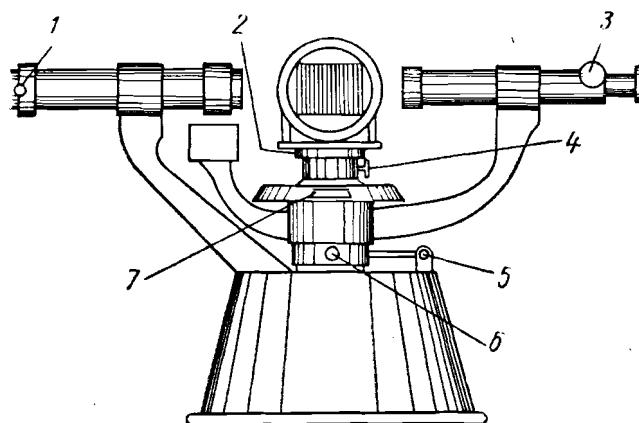


Рис. 11.4.

Вокруг этой же оси можно поворачивать и зрительную трубу после раскрепления стопорного винта 6. Винт 5 обеспечивает тонкое перемещение трубы при закреплении винте 6.

Положение трубы фиксируется через окошко 7 по шкале лимба, снабженного нониусом (доля деления шкалы лимба 0,5°, точность отсчета по нониусу 1').

Для облегчения отсчета по нониусу служит специальная лупа с лампочкой для подсветки.

Источник света — ртутная лампа, дающая в видимой области несколько достаточно ярких спектральных линий.

Параметры дифракционной решетки указаны на установке.

ЗАДАНИЯ

1. Определение длин волн спектральных линий

Как следует из формулы (11.1), для определения длины волны каждой спектральной линии необходимо измерить угол падения φ_0 и угол дифракции φ_k в k -м порядке спектра.

Из рис. 11.3 видно, что угол падения

$$\varphi_0 = 90^\circ - \frac{1}{2} |i_0 - i_{00}|, \quad (11.4)$$

где $|i_0 - i_{00}|$ — разность углов между направлением зеркального отражения и направлением падающего света.

Углы дифракции

$$\varphi_k = \varphi_0 - |i_k - i_0|, \quad (11.5)$$

где $|i_k - i_0|$ — разность углов между направлениями на k -й и нулевой максимум.

Таким образом, задача сводится к нахождению направлений i_{00} и i_k , где $k=0, 1, 2, \dots$

1. Определить направление пучка, выходящего из коллиматора (i_{00}). Для этого освободить стопорный винт 4 (см. рис. 11.4) и осторожно снять столик с решеткой. Затем включить ртутную лампу и повернуть зрительную трубу на встречу пучку, так чтобы в середине поля зрения трубы появилось изображение коллиматорной щели. Сфокусировать окуляр зрительной трубы на четкое видение визирного креста нитей. Вращением рукоятки 3 и винта 1 получить четкое и узкое изображение коллиматорной щели (без параллакса относительно визирной нити).

Закрепить трубу стопорным винтом 6 и совместить вращением винта 5 вертикальную нить визирного креста с серединой линии.

В этом положении снять отсчет по нониусу i_{00} . Данное измерение повторить не менее трех раз.

2. Определить направления на дифракционные максимумы i_k . Для этого зрительную трубу повернуть на 20—40°, а столик с решеткой установить на место в положение, при котором в середине поля зрения появится нулевой (белый) максимум, соответствующий зеркальному отражению. В этом положении столик закрепить.

Поворачивая трубу по направлению к коллиматору, просмотреть расположение линий разного цвета и число видимых порядков спектра.

После этого, совместив визирную нить последовательно с серединами наиболее ярких спектральных линий (фиолетовой, зеленой и двумя желтыми), произвести соответствующие отсчеты по нониусу (i_0 — для максимума нулевого порядка; i_1, i_2 и т. д. — для всех видимых порядков каждой линии).

нии). Одновременно для каждой линии отметить ее цвет и порядок спектра k .

Вычисления. Рассчитать по формулам (11.4) и (11.5) угол падения φ_0 и углы дифракции φ_k . После этого с помощью формулы (11.1) вычислить длину волны каждой линии (фиолетовой, зеленой и двух желтых) во всех порядках спектра. Из полученных результатов найти средние значения длин волн этих линий.

2. Определение угловой дисперсии и разрешающей способности решетки

Для определения угловой дисперсии удобно использовать желтые линии ртути. По результатам предыдущего задания вычислить угловые расстояния $\Delta\varphi$ между этими линиями во всех порядках спектра, а также разность их длин волн $\Delta\lambda$. Отношение этих величин $\Delta\varphi/\Delta\lambda$ равно значениям угловой дисперсии для соответствующих углов дифракции φ_k .

Зная постоянную решетки d , порядок спектра k и соответствующий угол дифракции φ_k для желтых линий, построить с помощью формулы (11.2) график зависимости угловой дисперсии от угла дифракции. Нанеся на этот график экспериментально полученные значения $\Delta\varphi/\Delta\lambda$, убедиться в справедливости формулы (11.2).

Определение разрешающей способности решетки является достаточно трудной задачей и требует специальных источников света, в спектре которых имеются близкие спектральные линии.

В данной работе разрешающая способность определяется приблизительно по двум желтым линиям. Сравнивая ширину каждой линии с расстоянием между ними, следует оценить минимальное значение $\delta\lambda$, при котором две различные линии еще не сольются.

Делается это следующим образом:

1. Увеличить ширину коллиматорной щели и затем, наблюдая в зрительную трубу, проследить, как будет изменяться ее изображение при постепенном сужении щели. Видимая ширина линии должна при этом сначала уменьшаться, а затем оставаться постоянной (когда ширина изображения будет обусловлена только дифракцией).

2. Измерить по нониусу ширину дифракционного изображения щели $\delta\varphi$ и пересчитать затем ее на $\delta\lambda$ по формуле

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda},$$

где $\Delta\varphi$ — интервал углов между двумя желтыми линиями, разность длин волн которых $\Delta\lambda$. Это измерение проделать для трех порядков.

3. Определив таким образом $\delta\lambda$, вычислить разрешающую способность $\lambda/\delta\lambda$.

Полученные значения сравнить с теоретической величиной разрешающей способности решетки kN .

Контрольные вопросы

1. В чем заключается принцип Гюйгенса — Френеля?
2. Почему при расчете оптической разности хода дифракционных лучей не принимается во внимание объектив зрительной трубы?
3. Как изменится интенсивность главных максимумов, если число штрихов решетки уменьшить в два раза?
4. Как изменяется разрешающая способность дифракционной решетки с увеличением ширины коллиматорной щели? Можно ли критерий Рэлея применять к двум спектральным линиям, достаточно сильно отличающимся по интенсивности?
5. Как отразится на характере линейчатого спектра, даваемого дифракционной решеткой, увеличение ее дисперсии и разрешающей способности?

Работа 12

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Введение. При прохождении ультразвуковой волны через жидкость в ней возникают периодические оптические неоднородности, обусловленные разницей коэффициента преломления в области сжатия и разрежения. Эти периодические неоднородности играют роль своеобразной дифракционной решетки для света, проходящего через такую среду.

Пусть плоская световая волна проходит через кювету с жидкостью, в которой распространяется ультразвуковая волна в направлении, перпендикулярном к падающему свету (рис. 12.1). При этом различные участки фронта звуковой волны, сохраняя неизменной амплитуду колебаний, будут перемещаться с различной скоростью. В результате из жидкости выйдет световая волна, поверхность фронта которой уже не плоская, а имеет синусоидальный профиль. Другими словами, при прохождении света через такую среду происходит пространственное модулирование фазы световой волны, и сама волна играет роль *фазовой решетки**.

Следует отметить, что в зависимости от различных условий в жидкости могут установиться или бегущие, или стоячие звуковые волны, или те и другие одновременно. Важно то, что в любом случае возникающая фазовая решетка будет иметь один и тот же период, равный длине ультразвуковой волны Λ .

Если на пути света, прошедшего эту жидкость, поставить объектив, то в фокальной плоскости его можно наблюдать дифракционный спектр, состоящий из ряда световых максимумов (см. рис. 12.1).

* Точнее, ультразвуковые волны образуют не только фазовую, но и амплитудную решетку (амплитудно-фазовую). Это связано с нарушением прямолинейности хода лучей в возмущенной жидкости, что приводит к нарушению пространственной однородности светового потока, имевшейся до вступления его в жидкость.

В простейшем случае, когда длина ультразвуковой волны Λ не очень мала, а амплитуда ее достаточно мала, дифракция света на ультразвуке, как показывает теория, вполне аналогична дифракции на обычной штриховой решетке с периодом Λ .

Дифракционные максимумы возникают в тех направлениях (ϕ_k), для которых оптическая разность хода колебаний (Δ), исходящих из соответствующих точек соседних участков

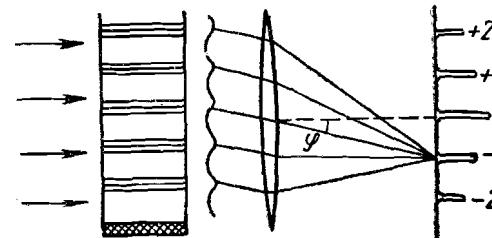


Рис. 12.1.

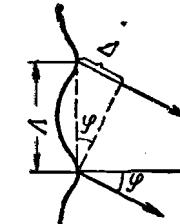


Рис. 12.2.

волнового фронта (рис. 12.2), равна целому числу световых длин волн λ :

$$\Lambda \sin \varphi_k = k\lambda, \quad (12.1)$$

где Λ — период решетки (длина ультразвуковой волны); k — порядок дифракционного максимума ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Дифракция света на ультразвуке используется в данной работе для определения скорости распространения ультразвука в воде.

Непосредственное наблюдение ультразвуковых волн. Это достигается, например, с помощью вспо-

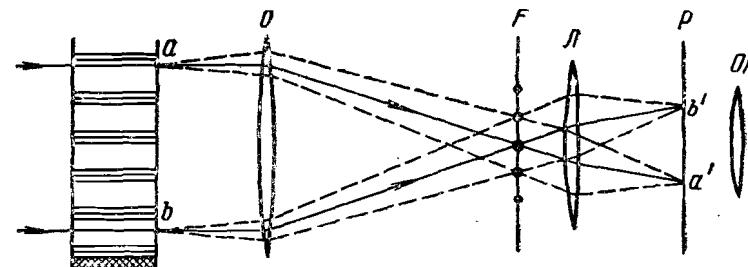


Рис. 12.3.

могательной собирающей линзы L , если ее расположить за фокальной плоскостью F объектива O зрительной трубы (рис. 12.3).

В этом случае оптическое изображение дифракционного объекта (ультразвуковых волн; например, точек a и b) является результатом интерференции световых колебаний, ис-

ходящих из различных дифракционных максимумов в фокальной плоскости F .

Если ультразвук создает неглубокую модуляцию света, то в дифракционной картине наибольшую интенсивность будет иметь максимум нулевого порядка. Этот максимум создает в плоскости изображения P однородный светлый фон, на котором слабое изображение (точки a' и b') данной структуры оказывается почти невидимым.

Однако контрастность изображения можно резко увеличить, если исключить светлый фон. Последнее можно сде-

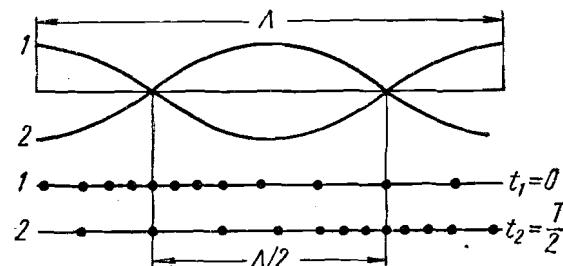


Рис. 12.4.

лать, закрыв в плоскости F центральный дифракционный максимум.

Именно этот способ наблюдения, называемый *методом темного поля*, и используется в данной работе.

В заключение необходимо отметить два важных обстоятельства:

1. При непрерывном освещении и визуальном наблюдении ультразвуковая решетка будет не видна, если она реализована бегущей волной. В этом случае вследствие большой скорости этих волн и инерции зрительного восприятия глаз будет видеть слившийся равномерно освещенный фон.

2. Иначе обстоит дело в случае стоячих волн. Их узловые точки расположены на расстоянии $\Lambda/2$ друг от друга и неподвижны в пространстве (рис. 12.4). Между узлами смешений расположены элементы среды, периодически (с большой частотой) образующие пучности смешений. Поэтому при визуальном наблюдении возможна регистрация лишь *усредненной во времени* пространственной картины стоячих волн. Пространственный период этой картины, как видно из рис. 12.4, равен не Λ , а $\Lambda/2$.

Для дифракции же света на ультразвуке существенно *мгновенное* распределение показателя преломления

в среде, а оно имеет в бегущей и стоячей волне один и тот же период, равный длине волны ультразвука Λ .

Описание установки. Данная работа проводится на установке, оптическая схема которой показана на рис. 12.5. Здесь 1 — источник света; 2 — конденсорная линза; 3 — съемный светофильтр; 4 — узкая щель, находящаяся в передней фокальной плоскости коллиматорного объектива 5; 6 — кювета с исследуемой жидкостью, 7 — объектив зрителной трубы; 8 — окуляр-микрометр.

Источником ультразвуковых колебаний в данной работе служит пьезокварцевая пластинка, вырезанная определен-

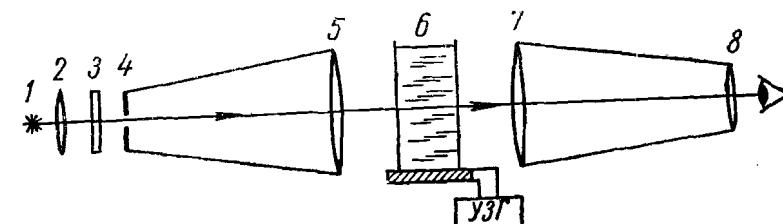


Рис. 12.5.

ным образом из кристалла кварца. Эта пластинка вместе с верхним электродом служит дном плоскопараллельной стеклянной кюветы.

Кювету ставят дном (пьезокварцем) на специальную подставку, являющуюся нижним электродом кварцевой пластинки. К электродам подводится напряжение от высокочастотного генератора УЗГ. При этом кварц вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта будет испытывать механические деформации, знак и частота которых синхронны с частотой генератора. Колебания кварцевой пластинки будут иметь заметную амплитуду лишь в моменты резонанса, когда частота генератора совпадает с одной из собственных частот колебаний самой пластинки.

Частоту генератора можно плавно изменять в довольно широком мегагерцевом диапазоне вращением рукоятки с указателем. Рукоятка снабжена равномерной круговой шкалой, градуировочная кривая которой дана на установке.

К установке прилагаются: прозрачная дифракционная решетка с известным периодом, оправа с нитью, вспомогательная собирающая линза и прозрачная шкала с заданной ценой деления.

Необходимые параметры указаны на установке.

ЗАДАНИЯ

1. Определение скорости ультразвука

Скорость ультразвука

$$v = \Lambda v, \quad (12.2)$$

где Λ — его длина волны; v — частота. Если частота известна, то задача сводится к определению длины волны Λ .

С этой целью в данной работе используется вспомогательная прозрачная дифракционная решетка, период которой d известен. При нормальном падении света на такую решетку в фокальной плоскости объектива зрительной трубы образуется дифракционный спектр, состоящий из ряда максимумов. Из теории решетки следует, что направления на эти максимумы должны удовлетворять условию

$$d \sin \varphi'_k = k\lambda, \quad (12.3)$$

где φ'_k — угол, под которым образуется максимум k -го порядка.

В нашем случае углы дифракции малы, поэтому можно считать, что $\sin \varphi'_k = \varphi'_k$. Из сравнения формул (12.1) и (12.3) следует, что

$$\frac{\Lambda}{d} = \frac{\varphi'_k}{\Delta x_0} = \frac{\Delta x_0}{\Delta x}, \quad (12.4)$$

где Δx_0 и Δx — расстояния между соседними максимумами в фокальной плоскости объектива трубы соответственно для обычной и ультразвуковой решеток.

Определив Δx_0 и Δx и зная d , мы тем самым найдем и Λ .

Измерения рекомендуется провести в следующем порядке.

1. Включить осветитель. Сфокусировать окуляр-микрометр на четкое видение визирного креста нитей (вращением накатанного кольца). Приблизить окуляр-микрометр к трубе, так чтобы в его поле зрения возникло четкое изображение коллиматорной щели (без параллакса относительно визирного креста).

2. Установить между коллиматором и зрительной трубой вспомогательную решетку. В поле зрения трубы должна появиться система дифракционных максимумов (нулевой максимум — наиболее яркий).

Измерить окуляр-микрометром их положения (не менее трех раз), отмечая одновременно порядок k каждого максимума.

После этого дифракционную решетку убрать.

3. Установить кювету с жидкостью в рабочее положение, проследив за тем, чтобы на ее стеклянных оконцах не осталось пузырьков воздуха.

Включить генератор ультразвуковых колебаний и дать ему несколько минут на прогрев. Затем, медленно поворачивая ручку регулятора частоты, отыскать несколько моментов резонанса, при которых в поле зрения окуляра появляется дифракционная картина.

Выбрав из них тот резонанс, при котором дифракционная картина наиболее яркая и содержит наибольшее количество максимумов, записать соответствующую частоту генератора и измерить положение всех дифракционных максимумов.

4. Вычисление. По разности полученных отсчетов вычислить расстояния между симметрично расположенными максимумами, отношение этих расстояний к порядку спектра и их среднее значение. Последнее равно двойному среднему расстоянию между соседними максимумами (Δx_0 — для обычной решетки; Δx — для ультразвуковой решетки).

Затем по формулам (12.4) и (12.2) найти Λ и скорость ультразвука v .

2. Непосредственное наблюдение ультразвуковой решетки

1. Включить генератор. Убрать окуляр-микрометр и на его место установить вспомогательную линзу. Перемещением этой линзы получить в поле зрения трубы четкое изображение коллиматорной щели.

2. Установить в фокальной плоскости объектива зрительной трубы нить. Наблюдая через вспомогательную линзу, расположить нить так, чтобы она *полностью* закрыла изображение коллиматорной щели (это возможно лишь в отсутствие параллакса). Включить генератор. В поле зрения вспомогательной линзы должна возникнуть дифракционная картина (без центрального максимума).

3. После этого придвигнуть вспомогательную линзу к нити и установить за этой линзой на расстоянии, несколько превышающем ее фокусное расстояние, окуляр-микрометр. Перемещая окуляр-микрометр, отыскать изображение ультразвуковой решетки.

Варьируя частоту генератора, убедиться, что в поле зрения наблюдается именно ультразвуковая решетка; при удалении от резонансной частоты она должна исчезать.

4. Измерить несколько раз расстояние, например, между десятью максимумами. Помня, что расстояние между соседними максимумами (или минимумами) равно половине длины волны ультразвука ($\Lambda/2$), вычислить Λ (в делениях шкалы барабана микрометра).

5. Закончив эти измерения, убедиться в преимуществах метода темного поля. Для этого, не прекращая наблюдения, повернуть нить, открыв тем самым центральный максимум.

При этом изображение решетки практически должно исчезнуть.

6. Определить цену деления барабана микрометра (для того чтобы найти истинную длину волны ультразвука). Для этого выключить генератор и на место кюветы с жидкостью установить прозрачную шкалу в положение, при котором в поле зрения окуляр-микрометра будет наблюдаться ее четкое изображение.

Зная цену деления прозрачной шкалы, вычислить цену деления барабана микрометра и затем длину волны ультразвука λ .

7. Вычислить скорость ультразвука по формуле (12.2). Сравнить результат с тем, который был получен в предыдущем задании.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие фазовой и амплитудной дифракционных решеток?
2. Показать, что период ультразвуковой решетки одинаков как для бегущей, так и для стоячей волн и равен ее длине волны.
3. Однаковы ли будут дифракционные картины от стоячей и бегущей ультразвуковых волн?
4. В чем заключается метод темного поля? Каковы его преимущества?
5. Почему в данной установке невозможно наблюдать бегущую звуковую волну? Можно ли наблюдать бегущие волны при стробоскопическом освещении?

Работа 13

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Введение. Из электромагнитной теории света следует, что световая волна поперечна, т. е. три вектора, характеризующие волну (электрический E , магнитный H и скорость распространения v), взаимно перпендикулярны.

Свет со всевозможными ориентациями вектора E (а следовательно, и H) называют *естественным*, а свет, в котором вектор E имеет одно-единственное направление, — *плоскополяризованным*. Промежуточный случай — *частично поляризованный* свет, когда имеется преимущественное направле-

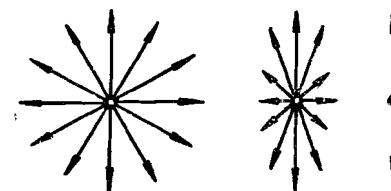


Рис. 13.1.

ние колебаний вектора E . Эти три случая показаны на рис. 13.1 (направление распространения света перпендикулярно плоскости рисунка).

В случае плоскополяризованного света плоскость, в которой расположен электрический вектор E , называют *плоскостью колебания светового вектора*, а плоскость, в которой расположен вектор H , — *плоскостью поляризации*.

Получить плоскополяризованный свет можно следующими способами.

1. При отражении света от поверхности диэлектрика. В этом случае степень поляризации отраженного света зависит от показателя преломления диэлектрика и угла падения i . Полная поляризация достигается при

падении под углом Брюстера (i_0), который, как показывает теория, определяется соотношением

$$\operatorname{tg} i_0 = n, \quad (13.1)$$

где n — показатель преломления диэлектрика. При этом плоскость колебания светового вектора в отраженном свете перпендикулярна к плоскости падения.

Поскольку отраженный от поверхности диэлектрика свет оказывается поляризованным (полностью или частично), проходящий свет становится частично поляризованным. Преимущественное направление колебаний светового вектора E в прошедшем свете совпадает с плоскостью падения. Максимальная степень поляризации его достигается при падении света под углом Брюстера. Для увеличения степени поляризации прошедшего света используют стопу стеклянных пластинок.

2. При прохождении света через двупреломляющие кристаллы. Некоторые кристаллы обладают свойством *двойного лучепреломления*: световой пучок в таких кристаллах разделяется на две плоскополяризованные компоненты со взаимно перпендикулярными плоскостя-

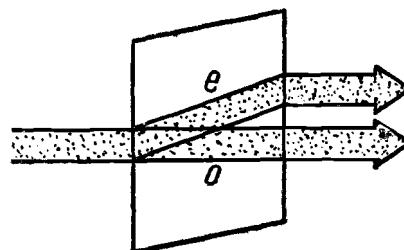


Рис. 13.2.

ми колебаний. В общем случае наблюдается и пространственное разделение этих компонент (рис. 13.2). Задержав каким-либо образом одну из компонент, можно получить плоскополяризованный свет (на этом принципе основано действие, например, николя и поляроидной пленки).

В таких кристаллах, как исландский шпат, кварц и другие, имеется одно определенное направление, вдоль которого разделения пучка не происходит. Это направление называют *оптической осью* кристалла, а плоскость, проходящую через оптическую ось и световой луч, — *главным сечением* или *главной плоскостью* кристалла.

Оказывается, что в одной компоненте разделенного таким образом пучка колебания светового вектора перпендикулярны к плоскости главного сечения кристалла (этую компоненту называют *обыкновенным* лучом и обозначают буквой O), в дру-

гой компоненте колебания светового вектора совпадают с плоскостью главного сечения (это *необыкновенный* луч, e).

Закон Малюса. Если естественный свет проходит последовательно через два поляризатора, главные плоскости которых N_1 и N_2 (рис. 13.3) образуют между собой угол φ , то интенсивность прошедшего света будет пропорциональна $\cos^2 \varphi$. Действительно, пусть A_1 — амплитуда плоскополяризо-

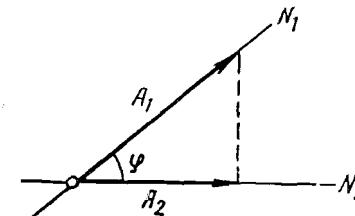


Рис. 13.3.

ванного света, прошедшего через поляризатор N_1 . Тогда амплитуда света, прошедшего через поляризатор N_2 , равна $A_2 = A_1 \cos \varphi$. Так как интенсивность света I пропорциональна квадрату амплитуды, то

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi. \quad (13.2)$$

Степень поляризации p определяется как

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (13.3)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум взаимно перпендикулярным направлениям световых колебаний в пучке. Для плоскополя-

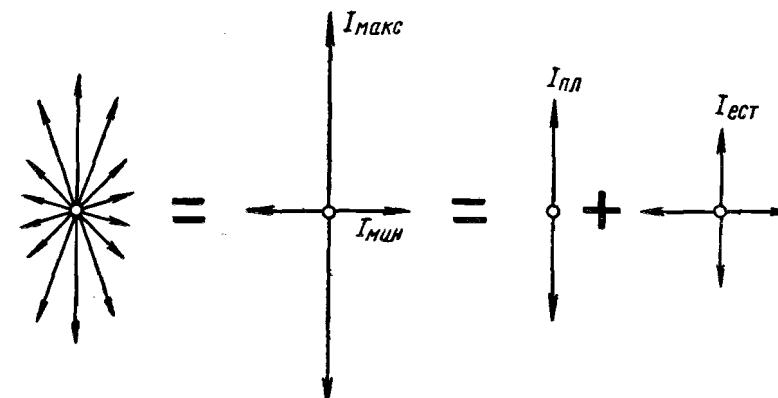


Рис. 13.4.

ризованного света $p=1$, для естественного $p=0$ и для частично поляризованного $0 < p < 1$.

Частично поляризованный свет можно представить как естественный свет + плоскополяризованный (рис. 13.4). Причем интенсивности естественного и плоскополяризованного света равны соответственно:

$$I_{\text{ест}} = 2I_{\text{мин}}, \quad I_{\text{пл}} = I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}.$$

Если на пути частично поляризованного света поставить, например, николь, то интенсивность прошедшего через него света в соответствии с законом Малиуса

$$I_2 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} + I_{\text{пл}} \cos^2 \varphi = I_{\text{мин}} + (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) \cos^2 \varphi, \quad (13.4)$$

где φ — угол между разрешенным направлением колебаний николя и направлением плоскополяризованной компоненты света.

Описание установки. Работа проводится на гoniометре — приборе, предназначенном для точных измерений углов. Оптическая схема гoniометра показана на рис. 13.5. Свет от лампочки 1, пройдя круглое отверстие диафрагмы 2 и кол-

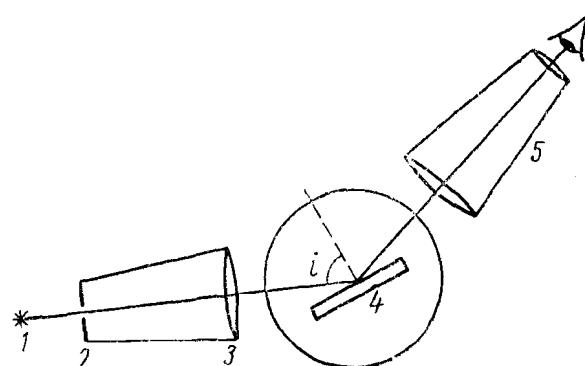


Рис. 13.5.

лиматорный объектив 3, падает параллельным пучком на поверхность диэлектрика 4. Отраженный свет попадает в зрительную трубу 5, образуя в фокальной плоскости ее объектива изображение отверстия коллиматорной диафрагмы. Изображение рассматривается через окуляр трубы. В передней фокальной плоскости окуляра трубы расположен визирный крест (два взаимно перпендикулярных штриха).

Внешний вид прибора показан на рис. 13.6. Здесь 1 — осветитель; 2 — шторка с двумя круглыми отверстиями разных диаметров; 3 — коллиматор; 4 — предметный столик, на ко-

торый помещают исследуемый объект; 5 — зрительная труба. Как столик, так и зрительную трубу можно поворачивать независимо друг от друга вокруг вертикальной оси прибора. Закрепление столика в определенном положении осуществляется винтом 6, зрительной трубы — винтом 7. При закрепленном винте 7 вращением винта 8 осуществляется тон-

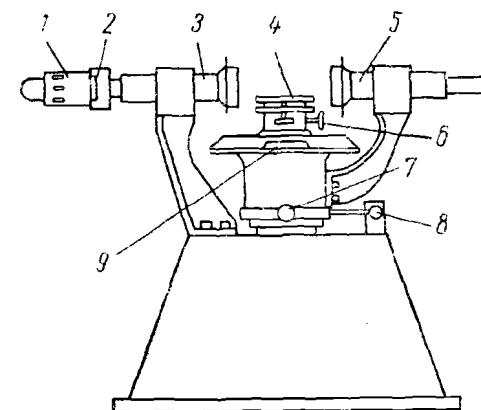


Рис. 13.6.

кое перемещение трубы. Положение зричельной трубы отсчитывается через окошечко 9 по нониусу. Цена деления шкалы лимба $0,5^\circ$, точность отсчета по нониусу $1'$.

Для облегчения отсчетов по нониусу служит специальная лупа с лампочкой для подсвета.

К установке прилагаются: фотоэлемент с гальванометром, поляризационные насадки (поляроид, анализатор с дополнительной линзой), темное зеркало, набор стеклянных пластинок и кристалл исландского шпата.

ЗАДАНИЯ

1. Определение показателя преломления диэлектрика

Включив осветитель, перемещением шторки ввести в ход лучей малое отверстие коллиматорной диафрагмы. Зрительную трубу повернуть навстречу пучку. Глядя в окуляр трубы, совместить вертикальный штрих визирного креста с центром светового пятна и сделать отсчет по нониусу α_0 .

Затем установить на предметный столик исследуемый диэлектрик (темное зеркало). Поворачивая столик и зрительную трубу, добиться появления в центре поля зрения светового пятна. На объектив зрительной трубы надеть насадку с поляроидом. Вращая его вокруг оптической оси трубы, по-

лучить наибольшее затемнение светового пятна. Меняя угол падения светового пучка (вращением столика) и направляя одновременно зрительную трубу за световым пятном, найти положение, соответствующее *максимальному* затемнению пятна. Записать отсчет по нониусу a . Этую операцию повторить не менее семи раз.

Определив среднее значение a , вычислить угол Брюстера

$$i_0 = 90^\circ - \frac{1}{2} |\alpha_0 - \bar{\alpha}|$$

и показатель преломления n .

2. Определение степени поляризации

Установить на место темного зеркала в специальный держатель стеклянную пластинку под углом Брюстера к падающему пучку света ($\sim 57^\circ$).

Ввести в ход лучей большее отверстие коллиматорной диафрагмы.

Поворотом зрительной трубы совместить центр визирного креста с центром светового пятна, образуемого пучком, прошедшим через пластинку. Столик и зрительную трубу в этих положениях закрепить. Надеть на окуляр трубы насадку с фотоэлементом.

Поворачивая поляроид, убедиться, что показания гальванометра изменяются. Записать максимальное и минимальное значения фототока. Очевидно, эти значения соответствуют I_{\max} и I_{\min} в формуле (13.3). Измерение повторить не менее трех раз.

Эти же измерения проделать для двух, трех и т. д. пластинок, устанавливая их вплотную друг к другу.

Вычислить затем степень поляризации p прошедшего света для каждого случая и построить график зависимости p от числа пластинок.

После этого снять для стопы пластинок зависимость фототока от угла поворота поляроида (в пределах 180° через каждые $15-20^\circ$, начиная от положения, при котором фототок *максимален*).

Вычислив для данного случая отношение I_{\min}/I_{\max} , построить по формуле (13.4) в полярных координатах график теоретической зависимости I_p/I_{\max} от ϕ в пределах от 0 до 180° . На этот график нанести экспериментально полученные точки.

Объяснить причину возможных расхождений.

3. Наблюдение двойного лучепреломления

Сняв с предметного столика стеклянные пластинки, надеть на объектив коллиматора насадку с кристаллом исланд-

ского шпата. Ось зрительной трубы совместить с осью коллиматора. Надеть на объектив зрительной трубы насадку с анализатором и дополнительной линзой*. В поле зрения трубы должны наблюдаться два световых пятна. При малом отверстии диафрагмы оба пятна видны раздельно, при большем отверстии — отчасти перекрываются.

Вращая кристалл исландского шпата, проследить за изменением яркости обоих пятен. Убедиться, что плоскости поляризации обоих световых пучков практически перпендикулярны друг к другу.

Обратить внимание на то, что при большем отверстии диафрагмы яркость области перекрытия пятен при вращении кристалла не меняется. Объяснить, почему это так.

Контрольные вопросы

1. Как можно практически отличить естественный свет от частично плоскополяризованного?
2. Как достигается получение плоскополяризованного света в призме николя, в поляроидных пленках?
3. Каким образом на данной установке можно определить направление разрешенных колебаний поляриоида?
4. Объяснить, почему естественный свет после прохождения плоскопараллельной пластинки становится частично поляризованным. При каких условиях степень поляризации прошедшего света максимальна? равна нулю?
5. Почему при вращении кристалла исландского шпата в данной установке одно световое пятно остается неподвижным, а другое вращается вместе с кристаллом?

* Дополнительная линза служит для рассматривания задней поверхности кристалла.

Работа 14

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Введение. Прохождение света через некоторые кристаллы связано с явлением *двойного лучепреломления*: световой пучок разделяется в общем случае на два пучка, *обыкновенный* (*o*) и *необыкновенный* (*e*).

В таких *двупреломляющих* кристаллах имеется направление, вдоль которого разделения пучка не происходит. Это направление называют *оптической осью* кристалла*. Плоскость, проходящую через оптическую ось и световой луч в кристалле, называют *главным сечением* или *главной плоскостью* кристалла.

Оба световых луча (обыкновенный и необыкновенный) плоскополяризованы, причем во взаимно перпендикулярных направлениях, и, кроме того, имеют различные скорости распространения.

Рассмотрим случай, когда монохроматический плоскополяризованный свет падает нормально на тонкую кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно ее оптической оси (рис. 14.1, *a*). Здесь *S* — источник света; *P* — поляризатор; *K* — двупреломляющая кристаллическая пластинка, оптическая ось которой *OO'*.

В этом случае оба луча (обыкновенный и необыкновенный) распространяются в кристаллической пластинке и выйдут из нее в *одном* направлении (пространственно не разделяются).

Пусть плоскость колебаний светового вектора *a* в пучке, прошедшем через поляризатор, составляет угол *α* с оптической осью *OO'* кристаллической пластинки (см. рис. 14.1, *b*,

где направление распространения света нормально плоскости рисунка).

В пластинке произойдет расщепление падающего светового пучка на две плоскополяризованные компоненты со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации: в обыкновенном луче колебания светового вектора *a_o* будут проис-

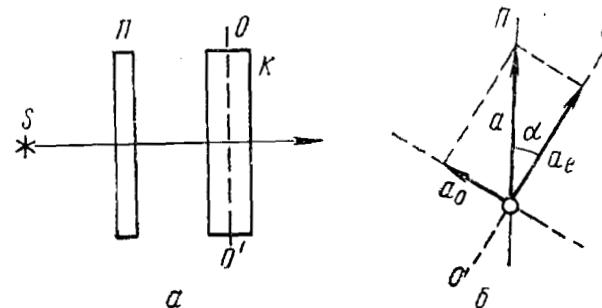


Рис. 14.1.

ходить в направлении, перпендикулярном к главному сечению (оси *OO'*), а в необыкновенном луче *a_e* — в плоскости главного сечения.

Вследствие различия скоростей распространения обеих компонент в кристалле на выходе из него они приобретут некоторую разность фаз *δ*, которая зависит от оптической разности хода *Δ* обеих компонент и длины волны света *λ*:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}. \quad (14.1)$$

Причем, весьма существенно то обстоятельство, что в нашем случае (см. рис. 14.1) разность фаз *δ* будет *постоянной во времени*, так как обе компоненты возникли из одного и того же колебания (благодаря поляризатору *P*).

Итак, после пластиинки мы имеем два взаимно перпендикулярных и плоскополяризованных колебания, разность фаз которых *δ*. Покажем теперь, что совместное действие этих колебаний дает в общем случае *эллиптически поляризованное* колебание.

Совместим оси координат *y* и *x* соответственно с направлением оптической оси *OO'* и направлением, перпендикулярным к ней. Тогда уравнения колебаний световых векторов в этих взаимно перпендикулярных направлениях будут:

$$x = a \cos \omega t;$$

$$y = b \cos (\omega t + \delta).$$

* Здесь рассматриваются оптически *одноосные* кристаллы. Существуют и оптически *двухосные* кристаллы; у них имеются два направления, вдоль которых световые пучки не разделяются.

где a и b — амплитуды колебаний. Исключив отсюда ωt , получим

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - 2 \frac{xy}{ab} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (14.2)$$

Это есть уравнение эллипса, ориентированного некоторым образом относительно осей координат x и y (рис. 14.2).

Таким образом, можно сказать, что результирующее световое колебание имеет характер эллиптической поляризации (эллиптически поляризованный свет). Это означает, что

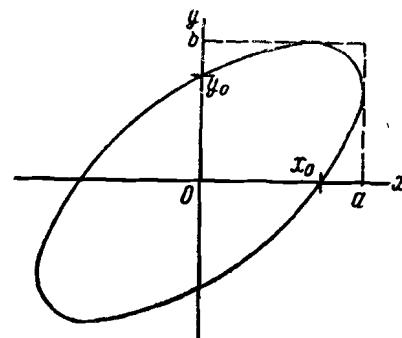


Рис. 14.2.

в каждой точке, через которую проходит свет, световой вектор вращается с угловой скоростью ω , изменяя при этом периодически свою величину.

Рассмотрим некоторые частные случаи. Если толщина кристаллической пластинки такова, что оптическая разность хода равна:

1. $\Delta = \lambda/4$ («пластинка в четверть волны»), то в этом случае, как следует из формулы (14.1), $\delta = \pi/2$ и эллипс оказывается ориентированным относительно главных осей;

2. $\Delta = \lambda/2$ («пластинка в полволны»), то $\delta = \pi$ и эллипс вырождается в прямую — свет остается плоскополяризованным, но плоскость поляризации оказывается повернутой на некоторый угол относительно плоскости поляризации падающего света;

3. $\Delta = \lambda$ («пластинка в одну волну»), то $\delta = 2\pi$ и эллипс вырождается в прямую — свет остается плоскополяризованным, причем в той же плоскости, что и падающий свет.

Ориентировку главных осей эллипса поляризации легко определить с помощью анализатора, пропускающего колебания одного направления (плоскость разрешенных колебаний анализатора). Если эта плоскость будет совпадать с большой осью эллипса, то интенсивность света, прошедшего через анализатор, оказывается максимальной, если с малой осью — то минимальной.

Определение направления вращения светового вектора. Для этой цели используют пластинку в четверть волны, у которой известно β -направление колебаний, распространяющихся с большой скоростью (это направление обычно указывается стрелкой на оправе пластиинки, например, так, как показано на рис. 14.3).

Пусть известна ориентировка главных осей эллипса поляризации в эллиптически поляризованном свете

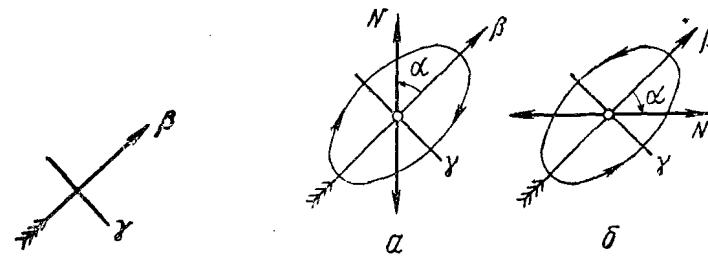


Рис. 14.3.

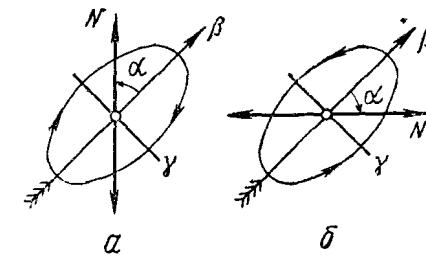


Рис. 14.4.

те. Поместим на пути такого света пластинку в четверть волны, ориентировав ее так, чтобы β -направление совпадало с одной из главных осей эллипса (рис. 14.4, a). В этом случае у эллиптически поляризованного света, падающего на пластинку в четверть волны, разность фаз взаимно перпендикулярных колебаний вдоль β - и γ -направлений будет равна $\pi/2$. Пластинка в четверть волны в свою очередь внесет дополнительную разность фаз $\pi/2$. В результате получится плоскополяризованный свет (N), что легко установить анализатором.

При этом, если вращение светового вектора происходило по часовой стрелке*, т. е. колебания вдоль β -направления опережали по фазе на $\pi/2$, то плоскость колебаний светового вектора в прошедшем свете будет повернута влево относительно β -направления (см. рис. 14.4, a); если против часовой стрелки, то вправо (см. рис. 14.4, б).

Описание установки. В данной работе используется фотометр ФМ-5б (его устройство и принцип действия описаны в работе 4, см. стр. 27).

На пути левого пучка (рис. 14.5) устанавливается специальный держатель поляризационных приспособлений, внизу которого расположен неподвижно закрепленный поляризатор P . Над поляризатором находятся три кольца, в которые вставляются: исследуемая кристаллическая пластиинка K , пластиинка в четверть волны $\lambda/4$ и анализатор A .

* Если смотреть навстречу световому лучу.

Направление разрешенных колебаний поляризатора соответствует нулевому делению круговой шкалы.

Цена деления круговой шкалы 5° .

Используемая пластинка в четверть волны соответствует зеленому свету с $\lambda = 530 \text{ мкм}$. Ее ручка-индикатор совпадает с β -направлением, колебания вдоль которого распространя-

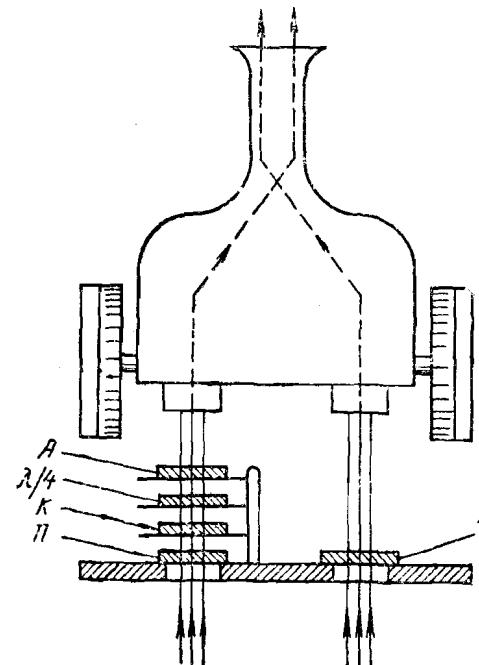


Рис. 14.5.

ются с большей скоростью, т. е. опережают по фазе на $\pi/2$.

Исследуемая кристаллическая пластинка и пластинка в четверть волны изготовлены из тонких слоев слюды.

На пути правого пучка устанавливается компенсационный светофильтр *C*. Он обеспечивает увеличение пределов измерения, а следовательно, и повышение точности измерений.

ЗАДАНИЯ

1. Определение главных направлений кристаллической пластинки

Включить осветитель. Ввести в ход лучей зеленый светофильтр № 5. Сфокусировать окуляр фотометра на четкую границу раздела двух полей. Левый барабан фотометра уста-

новить на деление 100 (по черной шкале) и в дальнейшем его положение не менять.

В левое отверстие предметного столика установить держатель поляризационных приспособлений с поляризатором, в верхнее кольцо его поместить анализатор.

В правое отверстие предметного столика установить компенсационный светофильтр.

Повернуть анализатор в положение, при котором правое поле в окуляре станет максимально темным. Это означает, что анализатор скрещен с поляризатором, т. е. направления их плоскостей разрешенных колебаний перпендикулярны друг другу.

Зная направление плоскости разрешенных колебаний поляризатора (0° по круговой шкале), отметить направление этой плоскости у анализатора (по его ручке-индикатору).

После этого в нижнее кольцо поместить исследуемую кристаллическую пластинку — правое поле окуляра должно просветлеть. Поворачивая эту пластинку, добиться максимального затемнения правого поля зрения в окуляре. Это означает, что одно из главных направлений пластинки совпало с плоскостью разрешенных колебаний поляризатора.

Отметить это направление пластинки и убедиться, что поворот ее на 90° также приводит к максимальному затемнению правого поля зрения в окуляре (другое главное направление пластинки).

Таким образом, главные направления пластинки определены.

2. Исследование эллиптически поляризованного света

1. Установить главные направления кристаллической пластинки под углом 45° к плоскости разрешенных колебаний поляризатора (при этом амплитуды колебаний обеих компонент светового пучка в пластинке, обычновенной и необычновенной, будут одинаковы). Это положение пластинки в дальнейшем не менять.

2. Определить ориентировку главных осей эллипса поляризации и их отношение. Для этого найти два таких положения анализатора, в одном из которых правое поле зрения будет максимально затемненным, в другом — максимально просветленным.

Более точное нахождение этих положений анализатора достигается следующим образом. Установив анализатор, например, в положение максимального затемнения, уравнять затем правым барабаном яркости обоих полей. После этого слегка повернуть анализатор так, чтобы правое поле в окуляре стало еще более темным. Опять выравнивать яркости обоих полей правым барабаном и т. д.

Добившись таким образом максимального затемнения правого поля зрения в окуляре, записать соответствующее положение плоскости разрешенных колебаний анализатора и отсчет по черной шкале правого барабана. Это положение анализатора, очевидно, соответствует *малой* оси эллипса поляризации.

Аналогичную операцию и измерения проделать для другого положения анализатора, при котором его плоскость разрешенных колебаний совпадает с *большой* осью эллипса поляризации.

3. **Вычисления.** Отношение полученных отсчетов по правому барабану соответствует отношению интенсивностей колебаний вдоль малой и большой главных осей эллипса поляризации (I_{\min}/I_{\max}). Отсюда отношение полуосей эллипса равно $\frac{a'}{b'} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}$.

Определив отношение полуосей эллипса и их ориентацию относительно главных направлений кристаллической пластинки, построить на миллиметровой бумаге эллипс с помощью уравнения

$$\left(\frac{x'}{a'}\right)^2 + \left(\frac{y'}{b'}\right)^2 = 1.$$

Из ориентировки эллипса относительно главных направлений пластиинки вычислить разность фаз δ между обычным и необыкновенным компонентами света, которую им сообщает пластиинка. Из рис. 14.2 и формулы (14.2) видно, что

$$\sin \delta = \frac{x_0}{a} = \frac{y_0}{b}.$$

4. Определить направление вращения светового вектора. Для этого ввести между кристаллической пластиинкой и анализатором пластиинку в четверть волны. Ориентировать ее β -направление (ручку-индикатор) вдоль большой или малой оси эллипса поляризации.

Вращением анализатора добиться практически полного затемнения правого поля в окуляре. Это означает, что свет, прошедший через пластиинку в четверть волны, стал линейно поляризованным и плоскость разрешенных колебаний анализатора оказалась перпендикулярной к плоскости колебаний светового вектора.

Определив направление плоскости колебаний светового вектора относительно β -направления пластиинки в четверть волны, найти с помощью рис. 14.4 направление его вращения.

Контрольные вопросы

1. Какую роль в данной установке играет поляризатор? светофильтр?
2. Установлены форма и ориентировка эллипса поляризации у эллиптически поляризованного света. Как графически определить амплитуду колебаний вдоль произвольного направления, не совпадающего с главными осями эллипса?
3. Исследуемую кристаллическую пластинку поместили между двумя поляроидами. Как будет меняться интенсивность монохроматического света, прошедшего через эту систему, если пластинку вращать при скрещенных поляроидах? если вращать только анализатор?
4. Как практически можно отличить естественный свет от кругополяризованного?
5. Каким образом можно определить направление вращения светового вектора в кругополяризованном свете?

Работа 15

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДА ФОТОУПРУГОСТИ

Введение *. Опыт показывает, что прозрачное изотропное вещество, подвергнутое одностороннему сжатию или растяжению, становится в оптическом отношении эквивалентным *одноосному* кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением действия внешних сил. При этом наблюдается явление *двойного лучепреломления*: свет в деформированной среде разлагается на две составляющие — обычные

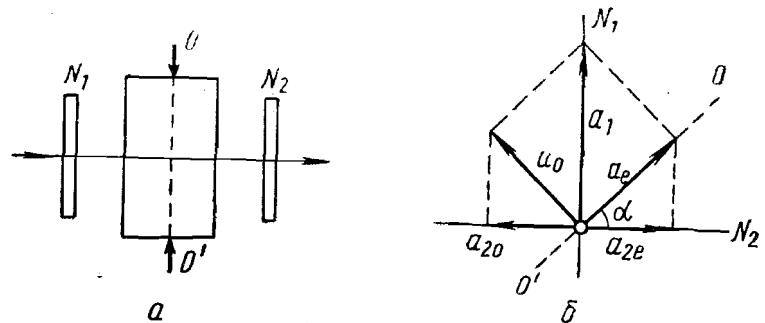


Рис. 15.1.

и необыкновенный лучи, — которые линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяются с различными скоростями.

Это явление обычно наблюдают с помощью схемы, в которой используется *интерференция поляризованных лучей*. Исследуемый образец помещают между поляризатором N_1 и анализатором N_2 (рис. 15.1, a). Если поляризатор и анализатор скрещены между собой, т. е. их главные плоскости составляют между собой угол 90° , то при отсутствии дефор-

мации в образце свет, прошедший через поляризатор N_1 , полностью задерживается анализатором N_2 . Если теперь образец подвергнуть сжатию вдоль оси OO' , составляющей некоторый угол α с направлением одной из главных плоскостей (N_1 или N_2), то линейно поляризованный свет испытает в образце двойное лучепреломление, в результате чего произойдет просветление поля в анализаторе N_2 .

Сказанное поясняет рис. 15.1, б. Здесь a_1 — амплитуда колебаний линейно поляризованного света, прошедшего через поляризатор N_1 ; a_o и a_e — амплитуды колебаний обычного и необыкновенного лучей в образце. Анализатор N_2 сводит оба колебания к одной плоскости (амплитуды a_{2o} и a_{2e}), причем легко видеть, что всегда $a_{2o} = a_{2e}$.

Оба колебания возникают из одного линейно поляризованного колебания a_1 , поэтому они *когерентны* и могут интерферировать. Результат интерференции отчетливее всего наблюдается при $\alpha = 45^\circ$, так как в этом случае амплитуды обоих колебаний (a_{2o} и a_{2e}) максимальны.

Так как в образце оба колебания распространяются с различными скоростями, то для них различны и показатели преломления n_o и n_e . В результате после прохождения образца между этими колебаниями возникнет некоторая разность фаз δ , зависящая линейно от их оптической разности хода Δ , где $\Delta = d(n_o - n_e)$; d — толщина образца.

Амплитуда a результирующего колебания, возникшего вследствие интерференции колебаний с амплитудами a_{2o} и a_{2e} , а следовательно, и интенсивность света, будет зависеть от величины разности фаз δ , достигая максимума, когда оба колебания находятся в фазе, и минимума, когда колебания — в противофазе.

Опыт показывает, что в области упругих деформаций оптическая разность хода в образце зависит линейно от давления p , испытываемого образцом, и толщины образца d :

$$d(n_o - n_e) = Cpd, \quad (15.1)$$

где C — коэффициент *фотоупругости*, характеризующий оптические свойства деформированного вещества и зависящий от длины волны света. Этот коэффициент обычно измеряют в *брюстерах* ($1 \text{ брюстер} = 10^{-13} \text{ см}^2/\text{дин}$).

Определение коэффициента фотоупругости, как видно из формулы (15.1), в основном сводится к измерению оптической разности хода. Для этой цели используется тонкий кварцевый клин с углом порядка $10''$. Оптическая ось клина направлена перпендикулярно к его острому углу и лежит в плоскости самого клина.

Если этот клин поместить между скрещенными поляризатором и анализатором, то можно наблюдать систему интерференционных полос, параллельных ребру клина. Интер-

* Предварительно следует ознакомиться с введением к работе 13.

ференционные полосы образуются вследствие того, что разность хода $d'(n'_o - n'_e)$, возникающая в клине, будет изменяться вдоль клина вместе с его толщиной d' , давая последовательно интерференционные максимумы и минимумы. Переход от одного интерференционного максимума к соседнему соответствует изменению оптической разности хода в клине на целую длину волны λ . Следовательно, ширине интерференционной полосы, т. е. расстоянию между соседними максимумами (или минимумами), соответствует разность хода, равная λ .

Если поместить кварцевый клин между образцом и анализатором в схеме рис. 15.1, а и подвергнуть образец сжатию, то обнаруживается *смещение* всех полос, обусловленное возникновением дополнительной разности хода в самом образце. Смещение полос на долю x от ширины полосы соответствует изменению разности хода на величину $x\lambda$. Таким образом, измерив величину относительного смещения полос x и зная длину волны λ , можно определить разность хода в образце и по формуле (15.1) коэффициент фотоупругости

$$C = \frac{x\lambda}{pd}. \quad (15.2)$$

Для *определенной* интерференционной полосы полная разность хода (образец + кварцевый клин), очевидно, должна оставаться постоянной при смещении этой полосы, т. е.

$$d(n_o - n_e) + d'(n'_o - n'_e) = \text{const}. \quad (15.3)$$

Отсюда, зная характер изменения толщины клина в направлении смещения полос (d' увеличивается или уменьшается) и знак разности $n'_o - n'_e$, нетрудно определить знак первого члена, т. е. установить, какой из показателей преломления образца (n_o или n_e) больше.

Интерференция поляризованных лучей лежит в основе *метода фотоупругости*, который состоит в том, что из прозрачных изотропных материалов (например, плексигласа) изготавливают модели различных непрозрачных деталей и исследуют их описанным методом. Это позволяет решать ряд важных вопросов, связанных с наличием и распределением деформаций и напряжений в моделируемых деталях.

Описание установки. Используемая в данной работе установка состоит из двух основных частей — оптической и нагрузочной.

Оптическая схема установки показана на рис. 15.2. Здесь 1 — источник света с конденсорной линзой; 2 — коллиматор, в передней фокальной плоскости которого имеется небольшое круглое отверстие; P — поляризатор; 3 — кварцевый клин (при необходимости его можно выводить из хода

лучей); 4 — исследуемый образец; A — анализатор; 5 — съемный светофильтр; 6 — зрительная трубка с окуляр-микрометром.

Главная плоскость поляризатора P ориентирована под углом 45° к вертикали.

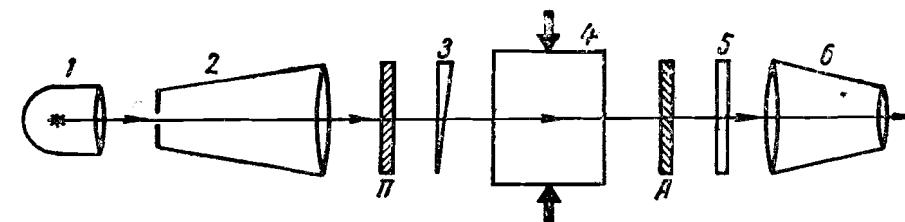


Рис. 15.2.

Нагрузочное устройство (пресс) представляет собой сбывший рычаг с отношением плеч 1:10. Нагрузка прикладывается к концу рычага, который снабжен подвесом для гирь.

ЗАДАНИЕ

Определение коэффициента фотоупругости

Подготовка установки. Включить осветитель, вывести светофильтр и кварцевый клин из хода лучей.

Скрепить анализатор с поляризатором (вращением оправы анализатора до полного затемнения поля зрения).

Установить образец под ненагруженный пресс так, чтобы его полированные поверхности были перпендикулярны к оптической оси установки.

Тщательно просмотреть образец через зрительную трубку, отмечая наличие остаточных напряжений (по цветным окраскам).

Затем, постепенно нагружая рычаг пресса, проследить по характеру возникновения окрасок за распределением напряжений по образцу. Если окраски однородны по образцу, то он установлен правильно, и напряжения распределены по его сечению равномерно. Наличие неравномерных и неоднородных окрасок свидетельствует о неправильной установке образца. В этом случае, сняв нагрузку, вновь установить образец, используя специальные прокладки, и добиться, чтобы при сжатии образца возникающие окраски были однородны (за исключением, может быть, торцов образца).

После этого снять нагрузку и ввести в ход лучей кварцевый клин и светофильтр. В поле зрения окуляра должно появиться не менее двух темных полос.

Сфокусировать окуляр на четкое видение визирного креста. Затем окуляр повернуть так, чтобы один из штрихов визирного креста оказался параллельным темным полосам. Убедиться в отсутствии параллакса между визирным штрихом и темными полосами.

Измерения. 1. Измерить ширину интерференционной полосы. Для этого совместить штрих креста последовательно с серединами соседних темных полос (не менее трех раз) и сделать отсчеты по шкале и барабану окуляр-микрометра. Разность этих отсчетов, очевидно, равна ширине полосы l (в единицах деления шкалы барабана).

2. Постепенно нагружая рычаг пресса, измерить смещения Δl_i одной из темных полос при различных нагрузках P_i . Эту операцию повторить не менее трех раз.

Отметить одновременно *направление* смещения полос (вверх или вниз).

Вычисления. Вычислить относительные смещения $x_i = \frac{\Delta l_i}{l}$ для соответствующих нагрузок P_i .

Построить график зависимости x от P . Найти из наклона графика среднее значение отношения x/P и вычислить затем коэффициент фотоупругости (в брюстерах) по формуле

$$C = \lambda b \frac{x}{10P},$$

где λ — длина волны света, b — ширина образца (в направлении, перпендикулярном к ходу лучей).

По направлению смещения полос определить с помощью формулы (15.3), какой из показателей преломления образца (n_o или n_e) больше. Известно, что для кварцевого клина $n_o < n_e'$, а его толщина увеличивается кверху. Иметь в виду, что зрительная трубка дает перевернутое изображение.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление двойного лучепреломления? Как ориентирована плоскость колебаний светового вектора в обыкновенном и необыкновенном лучах?

2. Какая картина будет наблюдаться через окуляр, если сжатие образца производить в отсутствие кварцевого клина? В чем преимущества использования кварцевого клина?

3. Будет ли наблюдаться интерференционная картина, если анализатор ориентировать параллельно поляризатору?

4. Какую роль играет поляризатор в данной установке?

5. Почему в отсутствие светофильтра интерференционная картина имеет вид цветных полос?

Работа 16

ИЗУЧЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Введение. В некоторых кристаллах (например, кварце) распространение света вдоль оптической оси сопровождается поворотом плоскости поляризации. Это явление свойственно и некоторым органическим жидкостям (например, раствору сахара). Такие вещества называются *оптически активными*, а само явление — естественным вращением плоскости поляризации.

Для оптически активных растворов угол поворота плоскости поляризации определяется формулой

$$\varphi = [a] cl, \quad (16.1)$$

где c — концентрация раствора (масса активного вещества в единице объема раствора); l — толщина слоя раствора; $[a]$ — коэффициент, называемый *удельным вращением плоскости поляризации* и численно равный углу поворота (в град) при $c = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ и $l = 1 \text{ дм}$. Этот коэффициент зависит от природы вещества, температуры и длины волны света.

Естественное вращение плоскости поляризации можно наблюдать, поместив оптически активное вещество между поляризатором и анализатором. Если их главные плоскости взаимно перпендикулярны, то плоскополяризованный свет, вышедший из поляризатора, в отсутствие оптически активного вещества будет целиком задержан анализатором и поле зрения будет темным. Введение оптически активного вещества приводит к повороту плоскости поляризации, благодаря чему поле зрения просветлеет. Повернув анализатор вокруг светового пучка так, чтобы поле зрения стало опять темным, можно тем самым найти и угол поворота плоскости поляризации в исследуемом веществе.

Однако определение угла поворота таким способом сопряжено со значительными погрешностями, ибо визуально трудно найти с достаточной точностью положение анализа-

тора, соответствующее максимальному затемнению поля зрения. Поэтому при измерениях обычно применяют *полутеневой метод*, в котором установка производится не на темноту поля зрения, а на *равную яркость* полей сравнения.

Идея этого метода в следующем. Пусть поляризатор P (рис. 16.1) состоит из двух поляроидов (1 и 2), главные плоскости которых образуют между собой угол α . Тогда свет, прошедший через этот поляризатор, расчленится на два одинаковых по интенсивности плоскополяризованных пучка, пло-



Рис. 16.1.

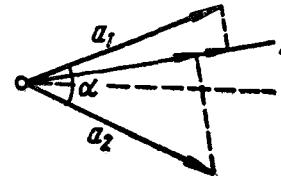


Рис. 16.2.

скости поляризации которых повернуты относительно друг друга на тот же угол α .

При прохождении через анализатор A интенсивности обоих пучков будут зависеть от положения главной плоскости анализатора относительно направлений колебания светового вектора в этих пучках. Это поясняет рис. 16.2, где a_1 и a_2 — световые векторы обоих пучков; A — главная плоскость анализатора. Амплитуды колебаний света в пучках, прошедших через анализатор, равны проекциям векторов a_1 и a_2 на направление A . В общем случае эти проекции различны, поэтому и интенсивности обоих пучков будут отличаться друг от друга. Для уравнивания интенсивностей пучков, а следовательно, и яркостей полей сравнения анализатор A достаточно повернуть в положение, при котором его главная плоскость совпадает с биссектрисой угла α .

При введении между поляризатором и анализатором оптически активного вещества плоскости поляризации обоих пучков повернутся на некоторый угол φ и яркости полей сравнения изменятся. Угол φ легко определить: он равен углу, на который следует повернуть анализатор, чтобы опять уравнять яркости обоих полей.

О чувствительности полутеневого метода. Из рис. 16.3, на котором показаны плоскости поляризации обоих пучков (a_1 и a_2), видно, что уравнивание интенсивностей пучков (яркости полей) можно осуществить при *двух* взаимно перпендикулярных положениях анализатора (A_I и A_{II}). Причем, если угол α достаточно мал, то чувствительность установки обоих полей на одинаковую яркость в положении A_I (светлое поле) будет значительно меньше,

чем в положении A_{II} (полутемное поле). Действительно, поворот анализатора из положений A_I и A_{II} на одинаковый малый угол $\delta\varphi$ в случае полутемного поля приводит к значительно большему относительному изменению амплитуд колебаний обоих пучков, чем в случае светлого поля.

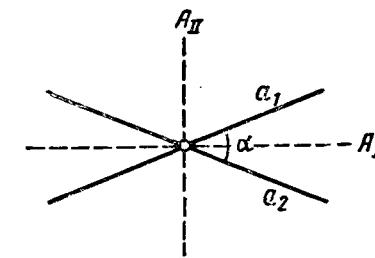


Рис. 16.3.

Можно показать, что относительное изменение интенсивностей обоих пучков при повороте анализатора на угол $\delta\varphi$ вблизи положения A_{II} равно

$$\frac{\Delta I}{I} = 4 \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \cdot \delta\varphi.$$

Отсюда видно, что при заданной ошибке в оценке равенства интенсивностей $\Delta I/I$ ошибка в установке $\delta\varphi$ тем меньше, чем меньше угол α .

Именно поэтому угол α делают небольшим (порядка нескольких градусов), и измерения проводят в полутемном поле (отсюда и название метода *полутеневой*).

Описание прибора. Используемый в работе прибор называется круговым поляриметром. Его схема показана на рис. 16.4. Свет от лампы 1 проходит через поляроид 2. Сред-

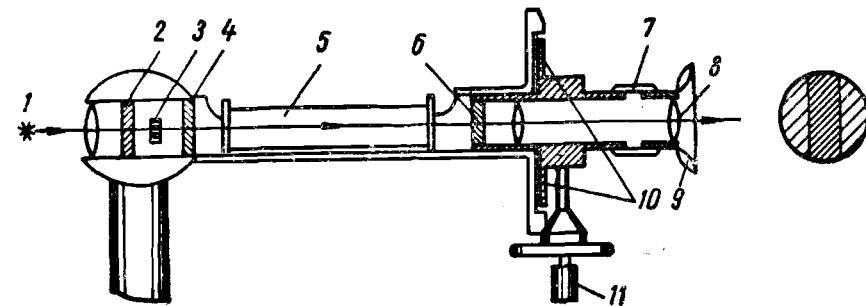


Рис. 16.4.

няя часть светового пучка проходит затем через кварцевую пластинку 3, которая поворачивает плоскость поляризации на небольшой угол порядка нескольких градусов. Далее свет

проходит через оранжевый светофильтр 4, трубку 5 с исследуемым веществом, анализатор 6 и зрительную трубку. Через окуляр 8 наблюдается световое поле, разделенное на три участка (на рисунке справа), причем плоскость поляризации среднего участка поля составляет угол α с плоскостью поляризации крайних участков.

Поступательным перемещением муфты 7 производится фокусировка зрительной трубы на отчетливое видение границ тройного поля.

Поворот анализатора 6 осуществляется вращением маховичка 11. При этом яркости всех трех участков поля будут изменяться: при уменьшении яркости среднего участка яркость крайних увеличивается, и наоборот.

Угол поворота анализатора отсчитывается по шкале лимба 10 через лупы 9. Шкала снабжена подвижным нониусом. Цена деления шкалы 1° , точность отсчета по нониусу $0,05^\circ$. Нуль шкалы соответствует одинаковой яркости всех участков светового поля в отсутствие оптически активного вещества.

Исследуемый раствор наливают в металлическую трубку, на концы которой навинчиваются муфты, прижимающие круглые стеклянные оконца к торцам трубы. Специальные резиновые прокладки предохраняют оконца от образования напряжений, которые мешают наблюдениям (из-за двойного лучепреломления) и снижают точность измерений.

Вырез в трубке прибора (куда вставляется трубка с раствором) закрывается откидной шторкой во избежание проникновения постороннего света при измерениях.

ЗАДАНИЕ

1. Определение точности измерений

Вынуть из прибора трубку для растворов, закрыть шторкой вырез трубы и включить лампу-осветитель. Сфокусировать зрительную трубку на отчетливое видение границ тройного поля.

Убедиться, что установку полей на одинаковую яркость можно осуществить при двух взаимно перпендикулярных положениях анализатора.

После этого установить анализатор на равную яркость полей сравнения в светлом поле. Накал лампы сделать таким, чтобы яркость поля была наиболее удобной для наблюдения.

Предварительно потренировавшись на установку одинаковой яркости полей сравнения, произвести затем эту операцию не менее семи раз и записать соответствующие отсчеты i по одному из нониусов*.

* Если нулевой штрих нониуса смешен относительно нуля шкалы лимба по часовой стрелке, то отсчет следует брать со знаком «+», если против часовой стрелки, то со знаком «—».

После этого повернуть анализатор на 90° (в полутеневое положение) и, изменив накал лампы, опять получить оптимальную яркость полей. В этом положении также не менее семи раз произвести установку анализатора на равенство яркостей полей и записать соответствующие отсчеты по тому же нониусу.

Вычислить для обоих случаев среднеквадратичный разброс отсчетов около среднего значения:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum (\Delta i)^2},$$

где n — число измерений, $\Delta i = i - \bar{i}$.

В полутеневом методе при правильной настройке прибора этот разброс должен быть значительно меньше.

2. Определение зависимости вращения от концентрации

Прежде всего необходимо определить нулевой отсчет при наличии трубы с растворителем. Для этого налить в трубку растворитель (дистиллированную воду) — до появления выпуклого мениска. Затем на конец трубы надвинуть стеклянное оконце, наложить резиновую прокладку и завинтить муфту (не очень туго!). Удалить загрязнения и следы жидкости с наружных частей стеклянных оконцов.

Установить трубку в прибор и сфокусировать окуляр на четкое видение границ раздела тройного поля.

Поворотом анализатора тщательно уравнять яркости полей и записать соответствующий отсчет по нониусу. Это измерение проделать не менее пяти раз. Среднее значение этих отсчетов определяет нулевой отсчет i_0 .

Аналогичную операцию проделать для всех растворов сахара с известными концентрациями и для одного раствора с неизвестной концентрацией.

Вычислив для каждого раствора угол поворота плоскости поляризации φ , построить график зависимости φ от концентрации (градуировочный график).

Найти по этому графику неизвестную концентрацию раствора.

Зная длину трубы, вычислить по формуле (16.1) для каждого раствора коэффициент $[a]$ и его среднее значение.

Контрольные вопросы

1. Белый свет проходит через поляризатор, оптически активное вещество и отражается от зеркала в обратном направлении. Будет ли поляризатор задерживать отраженный свет?

2. Каковы преимущества полутеневого метода?

3. Можно ли кварцевую пластинку в данном поляриметре поместить перед поляризатором?

4. На какую часть прибора фокусируется зрительная трубка?

5. Почему при работе с поляриметрами необходимо применять светофильтр?

Работа 17

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Введение*. Прохождение света через некоторые вещества (кварц, раствор сахара и другие) сопровождается, как показывает опыт, поворотом плоскости поляризации. Такие вещества получили название *оптически активных*.

В других веществах, таких, например, как вода и стекло, в обычных условиях не происходит поворота плоскости поляризации. Однако в магнитном поле эти вещества приобретают способность вращать плоскость поляризации. Это явление получило название *эффекта Фарадея*.

Эффект Фарадея наблюдается в любых прозрачных веществах: твердых, жидких и газообразных.

Экспериментально было показано, что в том случае, когда свет распространяется через вещество вдоль направления магнитного поля, угол поворота его плоскости поляризации φ_H , обусловленный магнитным эффектом, равен

$$\varphi_H = \rho l H, \quad (17.1)$$

где ρ — постоянная Верде; l — длина пути света в веществе; H — напряженность магнитного поля.

Постоянная Верде обычно выражается в угл. мин/см·э. Эта постоянная зависит от свойств вещества и в некоторой степени от длины волны света.

Направление магнитного вращения плоскости поляризации зависит только от направления магнитного поля и не зависит от направления распространения света. Так, если плоскополяризованный свет проходит через оптически активное вещество, помещенное в магнитное поле, то изменение

направления последнего приведет к тому, что в выражении для результирующего угла поворота φ плоскости поляризации

$$\varphi = \varphi_H + \varphi_e \quad (17.2)$$

изменится лишь знак угла φ_H , в то время как знак угла естественного поворота плоскости поляризации φ_e остается без изменения.

По направлению магнитного вращения плоскости поляризации все вещества делятся на правовращающие (положительные) и левовращающие (отрицательные). Направление вращения плоскости поляризации определяется, если смотреть вдоль направления магнитного поля: правовращающие вещества вращают плоскость поляризации по часовой стрелке, левовращающие — против часовой стрелки.

В заключение следует отметить, что эффект Фарадея не только позволяет глубже изучить свойства различных веществ, но и находит весьма интересные практические применения, например, для осуществления быстродействующих фотозатворов (время экспозиции порядка 10^{-8} сек), для быстрой модуляции света, для осуществления светофильтров с меняющейся областью пропускания света, для оптических вентилей и др.

Описание установки. Работа проводится на приборе, называемом поляриметром. Его оптическая схема показана на

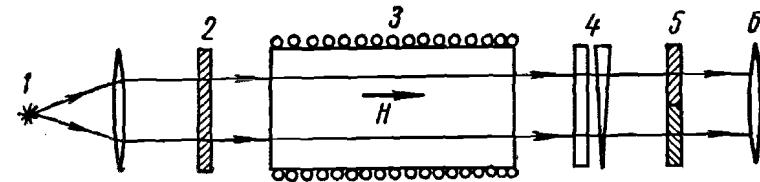


Рис. 17.1.

рис. 17.1. Свет от лампы 1 проходит через поляризатор 2, исследуемое вещество 3, компенсатор 4, анализатор 5 и окуляр 6.

Компенсатор состоит из пластиинки правовращающего кварца и подвижного клина из левовращающего кварца. Перемещая клин перпендикулярно к оптической оси прибора, можно скомпенсировать любой поворот плоскости поляризации в исследуемом веществе.

Анализатор 5 состоит из двух неподвижных никелей, причем они ориентированы относительно друг друга так, что их разрешенные плоскости колебаний N_1 и N_2 (рис. 17.2) составляют между собой небольшой угол α . При прохождении плоскополяризованного света через такой анализатор в по-

* Предварительно следует ознакомиться с введением к работе 16.

ле зрения окуляра прибора образуются два световых поля сравнения.

В общем случае амплитуды a_1 и a_2 колебаний, пропущенных каждым николем, будут различны (это видно из рис. 17.2, где a — световой вектор, характеризующий падающий плоскополяризованный свет). Следовательно, различны-

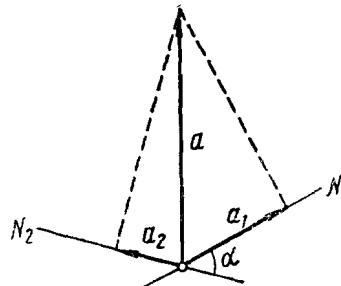


Рис. 17.2.

ми будут и яркости обоих полей сравнения. Яркости полей станут равными, если плоскость колебаний светового вектора a установить симметрично относительно направлений N_1 и N_2 . Это осуществляется перемещением клина компенсатора.

Внешний вид поляриметра показан на рис. 17.3. Здесь 1 — осветительная головка, в которой находится лампочка, линза, светофильтр и поляризатор; 2 — соленоид, в который

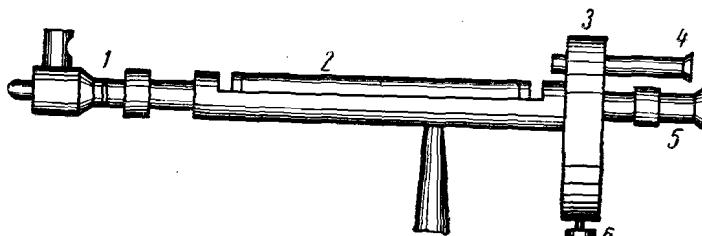


Рис. 17.3.

вставляют трубку с исследуемой жидкостью; 3 — измерительный узел (в нем находится компенсатор, анализатор и круговая шкала с нониусом); 4 — отсчетная лупа; 5 — окуляр; 6 — рукоятка для перемещения подвижного клина компенсатора и связанной с ним отсчетной шкалы.

100 делений отсчетной шкалы соответствуют углу $34^{\circ}39'$. Электрическая цепь соленоида содержит амперметр, резистор и коммутатор, переключением которого можно изменять направление магнитного поля в соленоиде. Длина соленоида и полное число его витков указаны на установке.

ЗАДАНИЕ

Исследование вращения плоскости поляризации в растворе

Измерения. 1. Вынуть из прибора трубку с соленоидом и налить в нее растворитель (дистиллированную воду) — до появления выпуклого мениска. Затем на конец трубы надвинуть (достаточно быстро) стеклянное оконце, следя за тем, чтобы под ним не образовался пузырек воздуха. После этого навинтить муфту (не очень туго, иначе возникнут искажения, связанные с двойным лучепреломлением в стекле). Удалить загрязнения и следы жидкости с наружных частей оконцов.

2. Установить трубку в прибор, включить осветитель и сфокусировать окуляр на четкое изображение границы раздела двух полей.

3. Предварительно потренировавшись на установку одинаковой яркости полей сравнения, произвести затем эту операцию не менее 5—7 раз. Соответствующие отсчеты записать по нониусу*. Среднее значение этих отсчетов определяет нулевой отсчет прибора i_{00} .

4. Аналогичные измерения проделать, заменив растворитель исследуемым раствором. Из полученных отсчетов также найти среднее значение i_0 .

5. Включить ток через соленоид и установить его максимально возможную величину. Тщательно уравнять яркости полей и снять отсчет по нониусу (i). Это измерение повторить не менее трех раз.

6. Аналогичные измерения проделать для 4—5 различных значений силы тока, уменьшая его величину вплоть до нуля.

7. Переключить направление тока в соленоиде и повторить ту же операцию, последовательно увеличивая силу тока вплоть до максимального значения.

По окончании измерений жидкость из трубы вылить в предназначенную для нее колбу.

Вычисления. 1. По формуле (16.1) из предыдущей работы вычислить значение коэффициента $[a]$, характеризующего естественное вращение плоскости поляризации. Иметь в виду, что угол поворота плоскости поляризации $\Phi_e = i_0 - i_{00}$, где разность отсчетов i_0 и i_{00} , необходимо пересчитать в градусах.

2. Построить график зависимости магнитного вращения плоскости поляризации от напряженности магнитного поля, Φ_H (H).

* См. сноску на стр. 108.

Здесь $\varphi_H = i - i_0$ необходимо пересчитать в угл. мин, а соответствующие значения H (в эрстедах) вычислить по формуле

$$H = 0,4 \pi n I.$$

где n — число витков на 1 см длины соленоида; I — сила тока (в амперах).

Этот график должен иметь вид прямой, проходящей через начало координат.

Из наклона графика с помощью формулы (17.1) вычислить постоянную Верде.

Контрольные вопросы

1. Что такое полутеневой метод? В чем его преимущества?
2. От чего будет зависеть угол поворота плоскости поляризации света, который распространяется в оптически активном веществе вдоль магнитного поля, если, отразившись от зеркала, он возвратится в исходную точку?
3. Почему в поляриметре необходимо использовать светофильтр?
4. Объяснить принцип работы компенсатора. Какова роль кварцевой пластиинки и кварцевого клина?
5. Пусть в отсутствие магнитного поля поля сравнения поляриметра установлены на одинаковую яркость. Какая картина будет наблюдаться, если через соленоид пропускать переменный ток достаточно малой частоты?

1. Цвет различных участков спектра

Цвет	Диапазон спектра, Å
Фиолетовый	3800—4500
Синий	4500—4800
Голубой	4800—5100
Зеленый	5100—5500
Желто-зеленый	5500—5750
Желтый	5750—5850
Оранжевый	5850—6200
Красный	6200—7600

2. Длины волн наиболее характерных спектральных линий ртути

Длина волны*, Å	Цвет линии
4046,6	Фиолетовые
4077,8	
4339,2	Сине-фиолетовые
4347,5	
4358,3	Зеленая
5460,7	
5769,6	Желтые
5790	

* Полужирным шрифтом выделены длины волн наиболее интенсивных линий в спектре ртутной лампы.

3. Показатели преломления некоторых веществ

$\lambda, \text{\AA}$	Вода	Стекло				Кварц	
		крон		флент		n_o	n_e
		легкий	тяжелый	легкий	тяжелый		
4308	1,3400	1,5267	1,6265	1,6308	1,7922	1,5543	1,5637
4861	1,3371	1,5214	1,6213	1,6200	1,7723	1,5496	1,5589
5270	1,3340	1,5186	1,6185	1,6145	1,7623	1,5471	1,5563
5893	1,3330	1,5153	1,6152	1,6085	1,7515	1,7442	1,5533
6563	1,3312	1,5127	1,6126	1,6038	1,7434	1,5418	1,5509
6870	1,3305	1,5118	1,6117	1,6029	1,7406	1,5409	1,5500

4. Вращение плоскости поляризации в кварце (толщина пластинки 1 мм)

$\lambda, \text{\AA}$	$\alpha, \text{град}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\alpha, \text{град}$
4047	48,9	5895	21,7
4359	41,5	6563	17,3
4916	32,0	6708	16,5
5086	29,7	7621	12,7

5. Постоянная Верде для некоторых жидкостей ($\lambda=5893 \text{ \AA}$)

Жидкости	$\rho, \frac{\text{угл. мин.}}{\text{см} \cdot \text{э}}$	Жидкости	$\rho, \frac{\text{угл. мин.}}{\text{см} \cdot \text{э}}$
Бензол	2,062	Сероуглерод	0,042
Вода	0,013	Спирт этиловый	0,864