

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

В 3-х частях

Часть 3. Оптика и строение вещества

*Рекомендовано
учебно-методическим объединением
по химико-технологическому образованию
в качестве учебно-методического пособия
для студентов учреждений высшего образования
по химико-технологическим специальностям*

Минск 2018

УДК 531(075.8)
ББК 22.36я73
Ф50

А в т о р ы :

*О. Г. Бобрович, Д. В. Кленицкий,
Н. Н. Крук, А. В. Мисевич, В. В. Тульев*

Р е ц е н з е н т ы :

кафедра общей физики

Белорусского государственного университета
(заведующий кафедрой кандидат физико-математических наук,
доцент *А. И. Слободянюк*);

доктор физико-математических наук, доцент,
профессор кафедры математики и физики
учреждения образования «Белорусская государственная
академия связи» *Л. Л. Гладков*

Все права на данное издание защищены. Воспроизведение всей книги или ее части не может быть осуществлено без разрешения учреждения образования «Белорусский государственный технологический университет».

Физика. Лабораторный практикум. В 3 ч. Ч. 3. Оптика
Ф50 и строение вещества : учеб.-метод. пособие для студентов учреждений высшего образования по химико-технологическим специальностям / О. Г. Бобрович [и др.]. – Минск : БГТУ, 2018. – 222 с.

ISBN 978-985-530-706-9.

В учебно-методическом пособии изложены основные сведения о принципах оптических измерений. Дан теоретический и методический материал, необходимый для выполнения лабораторных работ по разделам «Волновая оптика» и «Строение вещества» учебной дисциплины «Физика» студентами химико-технологических специальностей.

Пособие предназначено для студентов химико-технологических специальностей, может использоваться также студентами инженерно-технических специальностей.

УДК 531(075.8)
ББК 22.36я73

ISBN 978-985-530-706-9 (Ч. 3) © УО «Белорусский государственный технологический университет», 2018
ISBN 978-985-530-539-3

ПРЕДИСЛОВИЕ

Лабораторный практикум – одна из форм проведения аудиторных занятий по дисциплине «Физика», и его выполнение является важнейшим способом формирования у будущих специалистов навыков работы с измерительными приборами и оборудованием различного назначения, освоения методов физических измерений и обработки экспериментальных результатов.

Содержание практикума соответствует требованиям учебных программ по дисциплине «Физика» для студентов I ступени обучения соответствующих специальностей. Данное учебно-методическое пособие является последним из трех запланированных к изданию пособий по лабораторному практикуму по дисциплине «Физика» в БГТУ. Первая часть с описанием лабораторных работ по разделам «Физические основы механики» и «Термодинамика и молекулярная физика» издана в 2016 г., вторая часть с описанием работ по разделам «Электричество» и «Магнетизм» – в 2017 г. [1, 2]. Третья часть включает описание лабораторных работ по разделам «Волновая оптика» и «Строение вещества». Изучаемый материал изложен в пособии в объеме, достаточном для самостоятельной подготовки к выполнению работ, без привлечения дополнительной литературы. Для более глубокого изучения в пособии приводится список литературы.

Во вводной части пособия изложены базовые сведения об оптических измерениях. В лабораторных работах приводятся основные теоретические сведения по теме, описываются лабораторные установки и экспериментальный метод, а также последовательность выполнения работы. Справочная часть содержит таблицы со значениями физических величин, необходимых для обработки и анализа результатов измерений, цветные рисунки, а также список рекомендуемой литературы.

Лабораторные работы № 61–63, 67, 68, 80 написаны доцентом Бобровичем О. Г., лабораторные работы № 64, 65, 69 – доцентом Кленицким Д. В., лабораторные работы № 78, 79, 81 и разделы «Основы оптических измерений», «Приложение» – заведующим кафедрой Круком Н. Н., лабораторные работы № 66, 75–77 – доцентом Тульевым В. В., лабораторные работы № 82–85 – доцентом Мисевичем А. В. Лабораторные работы № 70–74 раздела «Оптика» находятся в стадии разработки и поэтому не включены в данное пособие.

ПРАВИЛА ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Выполнение лабораторной работы включает самостоятельную теоретическую подготовку по теме, изучение устройства и принципов работы лабораторной установки, метода и порядка выполнения измерений, проведение экспериментов и обработку их результатов, оформление отчета по выполненной работе и ее защиту в ходе собеседования с преподавателем.

Отчеты студента по лабораторным работам оформляются в отдельной общей тетради. Они должны быть четкими, аккуратными и включать следующие разделы:

1. Номер, название и цель работы.

2. Описание установки и метода измерений (общий вид или схема установки с обозначениями, расчетные формулы с пояснениями входящих в них физических величин).

3. Результаты измерений и их обработка (таблицы с заданными, измеренными и рассчитанными величинами и их погрешностями, а также порядок расчетов физических величин и их погрешностей с короткими пояснениями, графики полученных зависимостей).

4. Выводы по лабораторной работе.

Процесс выполнения лабораторной работы делится на три этапа.

Первый этап. Самоподготовка. Студент, используя методическое пособие, материалы конспекта лекций и рекомендованной литературы, изучает необходимый теоретический материал по работе, знакомится со схемой, устройством и принципом работы установки, а также последовательностью практического выполнения работы. В начале лабораторных занятий студент предъявляет преподавателю конспект двух первых разделов отчета, что является необходимым условием для его допуска к практическим измерениям. **Студент не допускается ко второму этапу до тех пор, пока не будет выполнена работа на первом этапе.**

Второй этап. Выполнение измерений. Студенты, получившие допуск, приступают к выполнению лабораторной работы. Они работают звеньями, проводят измерения и их результаты заносят в таблицу. Выполняется контрольный расчет, который должен под-

твердить правильность измерений. Полученные результаты представляются преподавателю. Отчет у каждого студента должен быть индивидуальным.

Третий этап. Обработка результатов измерений, оформление отчета и сдача работы. Студент заканчивает работу над третьим и четвертым разделами отчета. Проводится расчет искомых физических величин, погрешностей измерений и т. д. Все этапы этих расчетов необходимо кратко отразить в отчете. Выводы отчета должны опираться на анализ выявленных в работе закономерностей, связей между различными физическими величинами, сравнение полученных результатов с теоретическими и табличными.

Защита лабораторной работы проводится на **следующем занятии** и включает в себя: 1) собеседование по теоретической и экспериментальной частям работы; 2) обсуждение результатов выполнения работы; 3) ответы студентов на контрольные вопросы, имеющиеся в методическом пособии. После собеседования преподаватель выставляет оценку в виде рейтингового балла за качество усвоения материала и своевременность выполнения всех этапов.

В лабораториях необходимо неукоснительно соблюдать правила техники безопасности!

Категорически запрещается

- нарушать требования инструкции по технике безопасности;
- приносить и употреблять в лаборатории напитки и еду, разговаривать по мобильному телефону, производить зарядку батареи мобильных телефонов, работать в наушниках, находиться в лаборатории в верхней одежде, загромождать столы и проходы вещами и одеждой;
- заниматься посторонними делами, мешать выполнению работ другими студентами;
- пользоваться чужими отчетами либо их частями (таблицами с экспериментальными и расчетными данными, графиками).

ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Световые потоки переносят энергию, величина которой определяется *вектором плотности потока энергии электромагнитной волны* \vec{S} :

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}, \quad (0.1)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного векторов электромагнитной волны. Модуль вектора плотности потока энергии изменяется во времени согласно выражению

$$S = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} E_0^2 \cos^2(2\pi vt - kx) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} \frac{E_0^2}{2} [1 + \cos(2(2\pi vt - kx))], \quad (0.2)$$

где ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; ν – частота электромагнитной волны. В силу ограниченного быстрогодействия (*инерционности*) существующих устройств для регистрации световых потоков – *фотоприемников*, колебания величины потока энергии с частотой $\approx 10^{15} - 10^{16}$ Гц зарегистрировать не представляется возможным. Поскольку цуги электромагнитных волн даже очень малой длительности содержат большое количество световых колебаний, то фотоприемники всегда регистрируют усредненное по времени значение величины S , которое принято называть *интенсивностью световой волны* или *просто интенсивностью света* I :

$$I = \langle S \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} \frac{E_0^2}{2}. \quad (0.3)$$

Поскольку величина сигнала, регистрируемого фотоприемниками, пропорциональна квадрату амплитуды электрического вектора световой волны (0.3), то их часто называют *квадратичными* фотоприемниками. Глаз человека также является квадратичным фотоприемником.

Если изучаются характеристики некоторых световых потоков вне зависимости от их источника либо исследуется *равновесное* излучение тел, *неравновесное* испускание атомных и молекулярных систем, основными типами которого являются *флуоресценция*, *фос-*

форесценция и *комбинационное рассеяние*, то используется непосредственно понятие интенсивности света. Если же целью измерения является определение способности твердых тел, жидкостей или газов поглощать световые волны, то, как правило, пользуются производными от *интенсивности* понятиями – *пропусканием* и *оптической плотностью*, которые уже являются характеристиками не светового потока, а самих систем, поглощающих световые волны.

При измерениях с использованием квадратичных фотоприемников информация о фазе световой волны полностью теряется. Зарегистрировать фазовые характеристики световых потоков возможно только с использованием метода *голографии*, в котором световая волна, несущая информацию об определенном предмете (*предметная волна*), интерферирует с некоторой волной сравнения (*опорной волной*), в результате чего формируется интерференционная картина (*интерферограмма*), которая регистрируется обычным квадратичным фотоприемником. Следует подчеркнуть, что интерферограмма фиксирует не сам световой поток от предмета, а содержащий информацию о фазе световой волны результат его взаимодействия (интерференции) с некоторым «эталонным» световым потоком.

Другой важнейшей характеристикой световой волны является частота ν . Глаз человека способен дифференцировать световые потоки по частоте (либо по длине волны $\lambda = c/\nu$) в видимом диапазоне шкалы электромагнитных колебаний, однако таким способом можно получить лишь грубую (качественную) оценку длины световой волны, причем из-за физиологических особенностей зрения у отдельных наблюдателей результат будет носить субъективный характер. Поэтому для получения объективной и точной информации о частоте (либо длине) световой волны используют *спектральные приборы*.

Спектральный прибор производит *гармонический анализ* светового потока. Спектральные приборы могут быть двух типов: для *прямого* и для *относительного измерения* длины волны. Работа спектральных приборов прямого измерения длины волны, как правило, основана на использовании явления интерференции. В этих приборах наблюдают интерференционную картину, которая формируется световыми волнами, принадлежащими анализируемому световому потоку. Характер интерференционной картины однозначно определяется геометрическими параметрами оптической схемы прибора и длиной световой волны:

$$\frac{x_{\text{макс}}d}{l} = \pm m\lambda, \quad (\text{O.4})$$

где $x_{\text{макс}}$ – координата максимума на интерференционной картине; d – расстояние между двумя источниками света; l – расстояние между плоскостью, где расположены источники, и экраном, на котором наблюдается интерференционная картина; m – порядок интерференционного максимума.

Однако на практике чаще применяются спектральные приборы, использующие относительный метод измерения длины волны. Такие приборы содержат *диспергирующий элемент*, который позволяет отклонять световые лучи разных длин волн на различные углы. Диспергирующий элемент помещается на поворотное устройство, которое в зависимости от угла поворота позволяет направить на фотоприемник световые волны определенной длины. Поворотное устройство снабжено отсчетной шкалой, по которой определяют угол поворота. Чтобы пользоваться таким прибором, перед измерением необходимо провести его *градуировку (калибровку)*, которая позволяет установить взаимно однозначное соответствие между углом поворота и длиной световой волны. Градуировку проводят, регистрируя на спектральном приборе излучение от *эталонного (стандартного) источника света*, в качестве которого, как правило, используют газоразрядную лампу, излучающую набор узких спектральных линий, длины волн которых определены с высокой точностью. Современные спектральные приборы градуируются изготовителем и их отсчетная шкала проградуирована в единицах длины волн (либо частоты). Однако, с целью обеспечения точности выполняемых измерений, спектральные приборы должны периодически проходить *проверку* представителями уполномоченных организаций, одним из элементов которой является контроль правильности градуировки и, при необходимости, определение поправки или повторная градуировка шкалы.

Световая волна является поперечной и характеризуется определенным направлением колебаний электрического вектора \vec{E} . Измерение этого направления является задачей *поляризационных измерений*. Следует отметить, что глаз человека не способен дифференцировать световые потоки с различной поляризацией световых волн. Как правило, световые потоки, с которыми человек сталкивается в жизни, представляют собой набор большого коли-

чества волн, *поляризация* (т. е. направление колебания электрического вектора) которых некоррелированная, т. е. все направления колебаний являются равновероятными. *Плоскость поляризации* световой волны определяют с помощью *анализатора* – устройства, которое выделяет из светового потока волны, поляризованные в определенном направлении. Принцип его работы основан на использовании явлений *двойного лучепреломления* в кристаллах, *отражения от границы раздела двух сред*, *дихроизма поглощения* света. Вращая анализатор на 360° в плоскости, перпендикулярной направлению распространения светового потока, измеряют *поляризационную диаграмму*, по характеру которой судят о поляризации анализируемого светового потока.

Следует отметить, что на практике методы оптических измерений с визуальной регистрацией сигнала остаются достаточно распространенными. Причина заключается в том, что такие методы просты, дешевы и оперативны. Вместе с тем по точности, воспроизводимости и информативности они уступают методам (приборам) с фотоприемниками. Достоинством приборов с фотоприемниками является также то, что они могут работать в условиях, находящихся за пределами чувствительности глаза человека.

Как и все физические методы измерений, методы оптических измерений также разделяют на прямые и косвенные. Общие правила обработки и определения погрешностей оптических измерений остаются такими же, как и для других физических методов (см. часть 1 данного учебно-методического пособия).

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторная работа № 61 ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: изучить явление интерференции света; определить длину световой волны λ при помощи *бипризмы Френеля*.

1. Теоретическое введение

Электромагнитная волна характеризуется вектором напряженности \vec{E} электрического поля и вектором напряженности \vec{H} магнитного поля. Экспериментально установлено, что действие света на фотоэлемент, фотопленку и другие технические устройства для его регистрации обусловливается колебаниями вектора \vec{E} , поэтому его называют *световым вектором*.

Пусть два источника света создают в изотропной прозрачной среде с показателем преломления n две монохроматические плоские (или сферические) волны. Рассмотрим наложение (суперпозицию) в некоторой точке пространства этих световых волн одинаковой частоты, которые возбуждают колебания одинакового направления:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{1m} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1) = E_{1m} \cos \varphi_1; \\ E_2 &= E_{2m} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2) = E_{2m} \cos \varphi_2, \end{aligned} \right\} \quad (61.1)$$

где E_{1m} и E_{2m} – амплитудные значения светового вектора волн в точке наложения; ω – циклическая частота колебаний; k_1 и k_2 – волновые числа волн; r_1 и r_2 – расстояния от источников волн до точки наложения; α_1 и α_2 – начальные фазы волн; φ_1 и φ_2 – фазы волн в точке наблюдения в момент времени t .

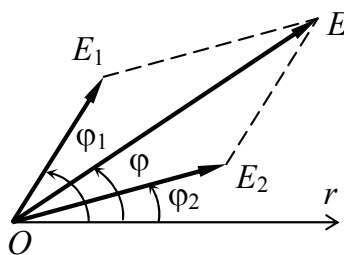


Рис. 61.1

В соответствии с принципом суперпозиции результирующий вектор $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ можно определить с помощью метода векторных диаграмм (рис. 61.1). Амплитуда результирующего колебания в точке наблюдения будет равна (по теореме косинусов):

$$E^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m} \cos \Delta\varphi, \quad (61.2)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – разность фаз двух волн в точке наблюдения.

Так как интенсивность света пропорциональна амплитуде в квадрате $I \approx \langle E^2 \rangle$, то из формулы (61.2) следует

$$I = I_1 + I_2 + 2I_1 I_2 \langle \cos \Delta\varphi \rangle. \quad (61.3)$$

Если оба колебания не согласованы друг с другом, т. е. разность фаз $\Delta\varphi$ изменяется во времени, то такие колебания называют *некогерентными*. Если разность фаз $\Delta\varphi$, возбуждаемых волнами колебаний, непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, то среднее по времени значение $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$. Поэтому

$$I = I_1 + I_2, \quad (61.4)$$

т. е. интенсивность, наблюдаемая при наложении некогерентных волн, равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности.

Если разность фаз $\Delta\varphi$, возбуждаемых волнами колебаний, остается постоянной во времени, то такие волны называются *когерентными*, и их источники также называют *когерентными источниками света*:

$$\Delta\varphi = \text{const}. \quad (61.5)$$

Последнее слагаемое в формуле (61.3) называют интерференционным членом уравнения. Определим его влияние на результирующую интенсивность света в точке наблюдения. В точках пространства, где $\cos \Delta\varphi > 0$ ($I > I_1 + I_2$), возникают максимумы интерференционной картины, а там, где $\cos \Delta\varphi < 0$ ($I < I_1 + I_2$), возникают минимумы интерференционной картины. Явление перераспределения интенсивности света при суперпозиции когерентных волн называют *интерференцией световых волн*.

Когда волны являются когерентными, то $\langle \Delta\varphi \rangle = \Delta\varphi = \text{const}$. Если $\Delta\varphi = \pm 2\pi m$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, то $\cos \Delta\varphi = 1$, и получаем

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, \quad (61.6)$$

т. е. наблюдается максимальное значение интенсивности света. При $I_1 = I_2$ $I_{\text{max}} = 4I_1$.

Если $\Delta\varphi = \pi \pm 2\pi m = (2m + 1)\pi$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, то $\cos\Delta\varphi = -1$, и получаем

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}, \quad (61.7)$$

т. е. наблюдается минимальное значение интенсивности света. При $I_1 = I_2$ $I_{\min} = 0$.

Условие интерференционных максимумов для разности фаз двух когерентных волн:

$$\Delta\varphi = \pm 2m\pi, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (61.8)$$

а условие интерференционных минимумов для разности фаз двух когерентных волн:

$$\Delta\varphi = \pm(2m + 1)\pi, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots. \quad (61.9)$$

Рассмотрим, когда выполняется условие (61.5). Разность фаз двух волн равна

$$\Delta\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 r_1 - k_2 r_2) + (\alpha_1 - \alpha_2) = \text{const}. \quad (61.10)$$

Это возможно при $\omega_2 = \omega_1$ и если $\alpha_1 = \alpha_2$. Тогда получаем

$$\Delta\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1, \quad (61.11)$$

где $\lambda_1 = \lambda/n_1$ и $\lambda_2 = \lambda/n_2$ — длины волн в средах, в которых они распространяются; λ — длина волны в вакууме.

С учетом этого получаем

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi n_2}{\lambda} r_2 - \frac{2\pi n_1}{\lambda} r_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 r_2 - n_1 r_1) = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \end{aligned} \quad (61.12)$$

где $L = nr$ — *оптическая длина пути* волны, равная произведению абсолютного показателя преломления среды n на геометрическую длину пути r волны; $\Delta = L_2 - L_1$ — *оптическая разность хода* волн, равная разности оптических длин пути двух накладываемых волн.

С учетом выражений (61.12) и (61.8) $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta = \pm 2\pi m$. Тогда условие интерференционных максимумов интенсивности результирующей волны можно записать:

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots. \quad (61.13)$$

Таким образом, если оптическая разность хода равна целому числу длин волн или четному числу длин полуволен, то в точке наблюдения образуются максимумы интенсивности результирующей волны.

С учетом выражений (61.12) и (61.9) $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta = \pm(2m + 1)\pi$. Тогда условие интерференционных минимумов интенсивности результирующей волны можно записать:

$$\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2} = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (61.14)$$

Если оптическая разность хода равна нечетному числу длин полуволен или полуцелому числу длин волн, образуются минимумы интенсивности результирующей волны.

Формулы (61.13) и (61.14) являются *условиями интерференционных максимумов и минимумов для оптической разности хода двух волн*.

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции световых волн. Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 61.2), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников. Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране (\mathcal{E}), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

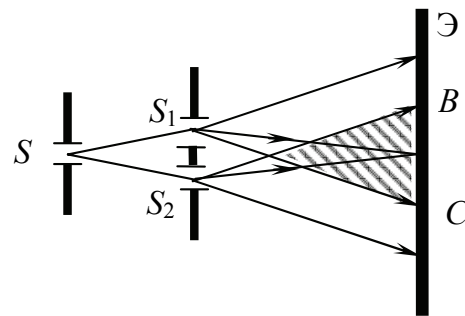


Рис. 61.2

2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка (рис. 61.3) состоит из оптической скамьи 1 , на которой установлены на *рейтерах* (ползушках) спектральная щель 2 , бипризма Френеля 3 , линза 4 и отсчетный микроскоп 5 .

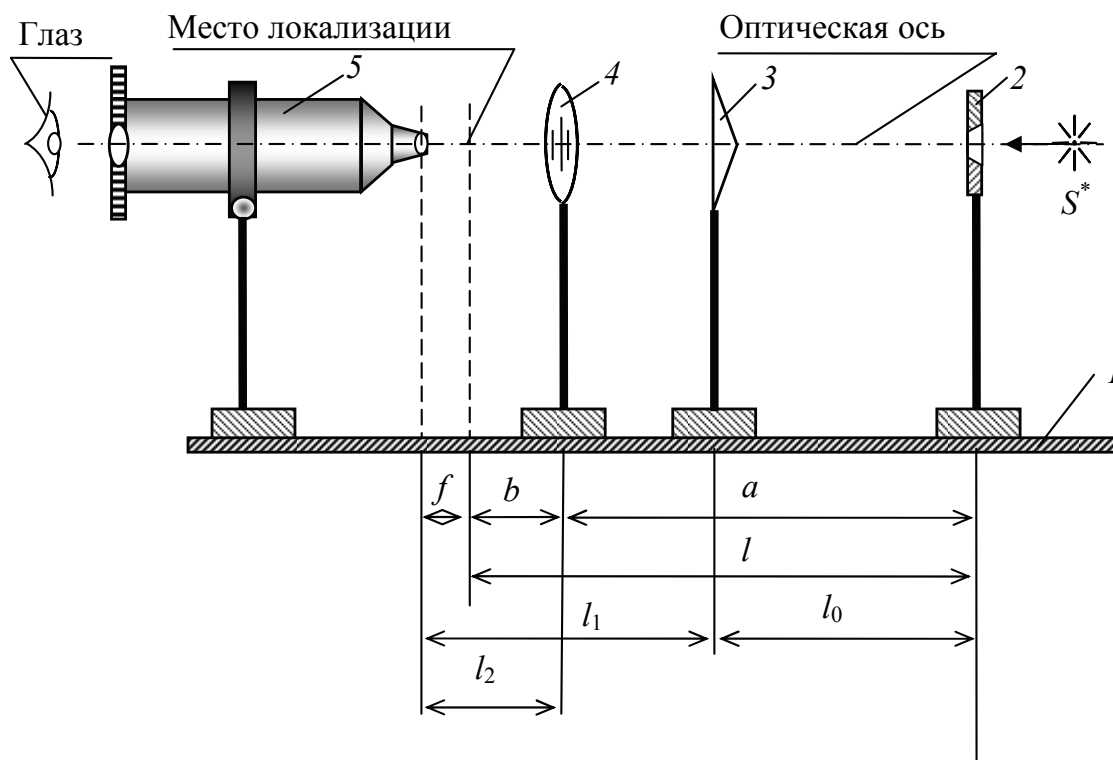


Рис. 61.3

В данной работе когерентные волны получают с помощью бипризмы Френеля, которая представляет собой две призмы с малыми преломляющими углами θ , сложенные основаниями. Изготовленные из одного куска стекла, две призмы образуют одну общую грань бипризмы Френеля (рис. 61.4). Параллельно общей грани на расстоянии от нее располагается прямолинейный источник света S^* , который расположен перпендикулярно плоскости рисунка. Угол падения всех лучей на бипризму невелик. Поэтому они отклоняются каждой из половин бипризмы на практически одинаковые углы φ . В результате за бипризмой распространяются две когерентные цилиндрические волны, исходящие из мнимых прямолинейных источников S_1^* и S_2^* , находящихся на расстоянии d и лежащих в одной плоскости с реальным источником S^* . Если за бипризмой Френеля на расстоянии l от источника S^* расположить экран, то на нем в области перекрытия (наложения) двух волн можно наблюдать интерференционную картину. Она состоит из чередующихся темных и светлых полос, цвет которых определяется длиной волны λ .

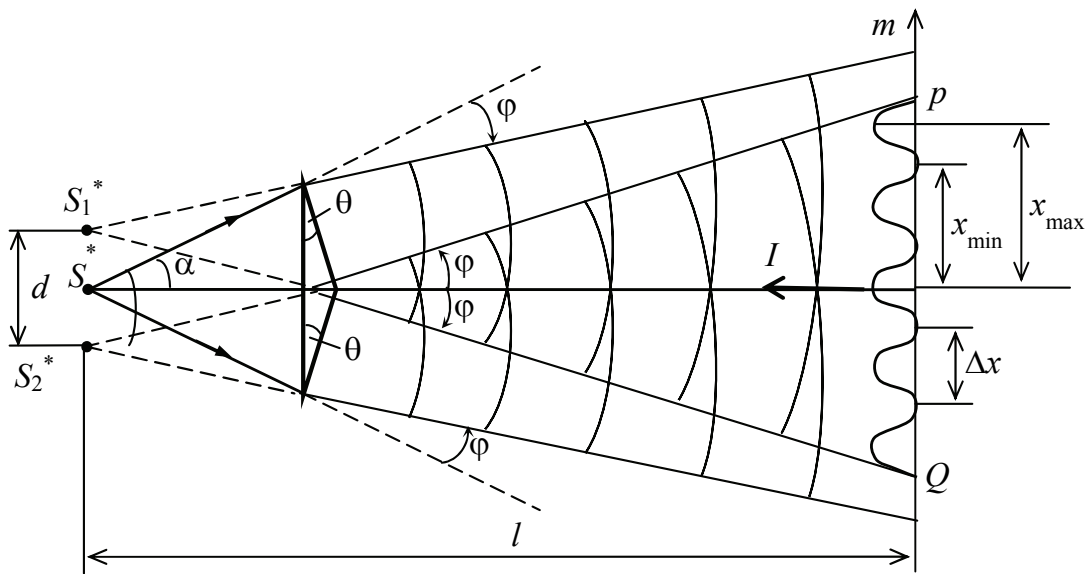


Рис. 61.4

В рассмотренном случае, как и в методе Юнга, интерференция возникает в результате наложения двух расходящихся пучков света, распространяющихся от двух когерентных источников, находящихся на расстоянии l от экрана Э (рис. 61.5). Поэтому порядок расчета и результат наложения волн будут совершенно одинаковыми.

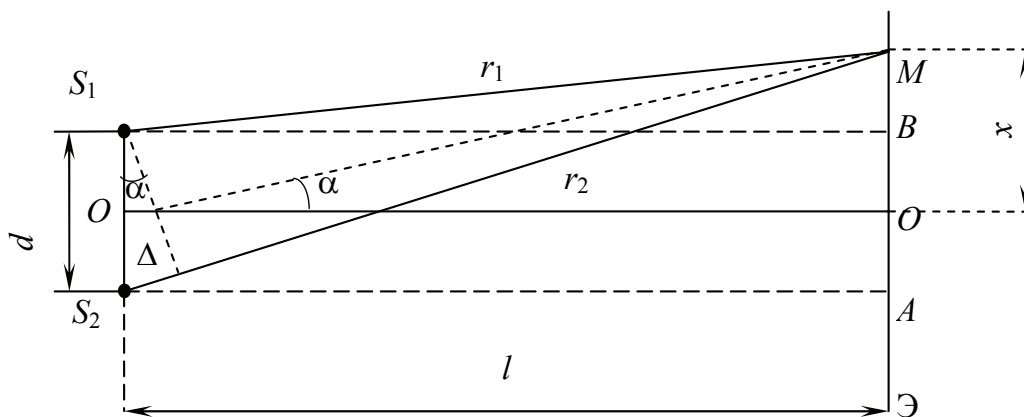


Рис. 61.5

Пусть когерентные источники S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга, а экран Э и источники находятся в среде с абсолютным показателем преломления n . В силу того что $l \gg d$, точка наблюдения M на экране Э из когерентных источников S_1 и S_2 видна на практически под одним и тем же углом α .

Найдем оптическую разность хода между когерентными волнами, идущими от источников S_1 и S_2 в рассматриваемую точку M на экране (точка M находится на расстоянии x от центра интерференционной картины):

$$\Delta = L_2 - L_1 = r_2 n - r_1 n = nd \sin \alpha \approx nd \operatorname{tg} \alpha = nd \frac{x}{l}, \quad (61.15)$$

где r_2 и r_1 – геометрические длины пути второй и первой волн.

Подставляя условие интерференционных максимумов для оптической разности хода двух волн (61.13) в выражение (61.15), получим координаты максимумов (положение светлых полос) на экране:

$$\frac{nx_{\max} d}{l} = 2m \frac{\lambda}{2} \Rightarrow x_{\max} = \frac{m \lambda l}{nd}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (61.16)$$

В точке $x_{\max} = 0$ расположен максимум, соответствующий нулевой оптической разности хода. Для него порядок интерференции $m = 0$. Это центр интерференционной картины.

Подставляя условие интерференционных минимумов для оптической разности хода двух волн (61.14) в выражение (61.15), получим координаты минимумов (положение темных полос) на экране:

$$\frac{nx_{\min} d}{l} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \Rightarrow x_{\min} = \frac{(2m + 1) \lambda l}{2nd} \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (61.17)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами интенсивности I называется *расстоянием между интерференционными полосами*, а расстояние Δx между соседними минимумами интенсивности – *шириной интерференционной полосы*.

Из формул для определения координат максимумов и минимумов интенсивности следует, что *расстояние* между полосами и *ширина* Δx полосы имеют одинаковое значение, т. е.

$$\Delta x = x_{m+1}^{\max} - x_m^{\max} = x_{m+1}^{\min} - x_m^{\min} = \frac{l}{nd} \lambda. \quad (61.18)$$

Измерив на опыте значения l , d и Δx и учитывая, что для воздуха $n \approx 1$, из формулы (61.19) находим

$$\lambda = \frac{\Delta x}{l} d. \quad (61.19)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения и обработки результатов измерений.

$\gamma =$	$f =$	$l =$		$l_1 =$			$l_2 =$		
Цвет светодиода	Номер измерения	N/n	$\Delta x,$	$z,$	$h,$	$a,$	$b,$	$d,$	$\lambda,$
Желтый	1								
	2								
	3								
Зеленый	1								
	2								
	3								

2. Снимите с оптической скамьи линзу 4 (рис. 61.3). Включите тумблер **СЕТЬ Вкл** источника питания универсального. Включите желтый светодиод тумблером, находящимся за спектральной щелью 2. Глядя в окуляр отсчетного микроскопа, проверьте, видна ли интерференционная картина (рис. 61.6), представляющая собой вертикальные желтые полосы, разделенные темными (черными) полосами (желтые полосы интерференционной картины соответствуют интерференционным максимумам, а темные – интерференционным минимумам):

а) если интерференционная картина видна, то приступайте к выполнению пункта 3;

б) если интерференционная картина нечеткая, то изменяя ширину щели 2 вращением микрометрического винта и слегка поворачивая ее около вертикальной оси, добейтесь того, чтобы интерференционная картина была наиболее отчетливой. Далее приступайте к выполнению пункта 3;

в) если интерференционная картина не видна, необходимо сообщить преподавателю (или лаборанту) и провести юстировку используемой оптической системы (рис. 61.3). Для этого нужно расположить оптические центры всех деталей на одной линии – *оптической оси установки*. На этой же линии следует расположить и источник света. Расстояние l_0 между щелью и бипризмой Френеля должно быть в диапазоне от 40 до 65 см, а расстояние l_1 между бипризмой и окулярным микрометром – 25–45 см. Далее поворачивая микрометрический винт спектральной щели 2 и (или) отсчетный микроскоп влево или вправо относительно вертикальной

оси, обнаружить интерференционную картину и перейти к выполнению пункта 3.

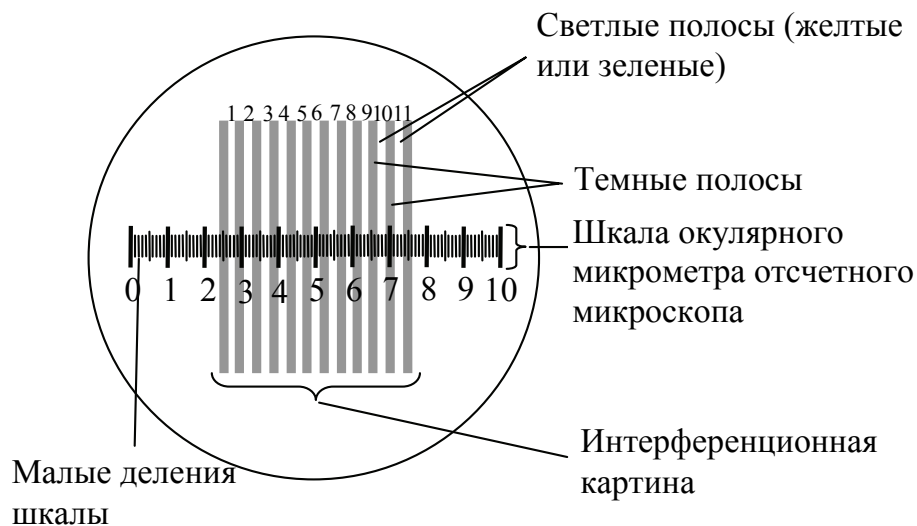


Рис. 61.6

Внимание! Выполняя подпункт в), не изменяйте расстояние между щелью и бипризмой Френеля и расстояние между бипризмой и отсчетным микроскопом.

3. С помощью отсчетного микроскопа 5 определите расстояние Δx между центрами соседних интерференционных полос. Для этого необходимо измерить в **малых делениях** шкалы окулярного микрометра отсчетного микроскопа расстояние между серединами двух желтых полос, достаточно удаленных друг от друга, и разделить это число N на число n темных полос, находящихся между выбранными полосами (N/n , дел).

Примеры определения N/n (рис. 61.6):

а) если взять светлые полосы 3 и 9, то по шкале окулярного микрометра микроскопа расстояние между серединами этих полос $N = 63 - 37 = 26$ дел., а число темных полос между выбранными – $n = 6$. Тогда $N/n = 4,3$ дел.;

б) если взять светлые полосы 4 и 8, то по шкале окулярного микрометра микроскопа расстояние между серединами этих полос $N = 59 - 41 = 18$ дел., а число темных полос между выбранными – $n = 4$. Тогда $N/n = 4,5$ дел.

4. Рассчитайте Δx в миллиметрах, умножив значение N/n на цену деления γ окулярного микрометра ($\Delta x = (N/n)\gamma$, значение γ указано на установке).

5. Измерения ширины Δx сделайте еще два раза, используя разные пары полос.

6. Не изменяя положения щели, бипризмы и окулярного микрометра, установите линзу 4 на оптическую скамью между бипризмой и окулярным микрометром. Глядя в окуляр микроскопа и передвигая линзу вдоль оптической скамьи, получите четкое изображение двух мнимых когерентных источников света (изображений щели), которые имеют вид двух ярких вертикальных полос (рис. 61.7). Если изображение мнимых когерентных источников света не наблюдается, то обратитесь за помощью к преподавателю (или лаборанту) или самостоятельно поверните линзу вокруг вертикальной оси и (или) отрегулируйте высоту положения центра линзы относительно оптической оси экспериментальной установки (рис. 61.3).

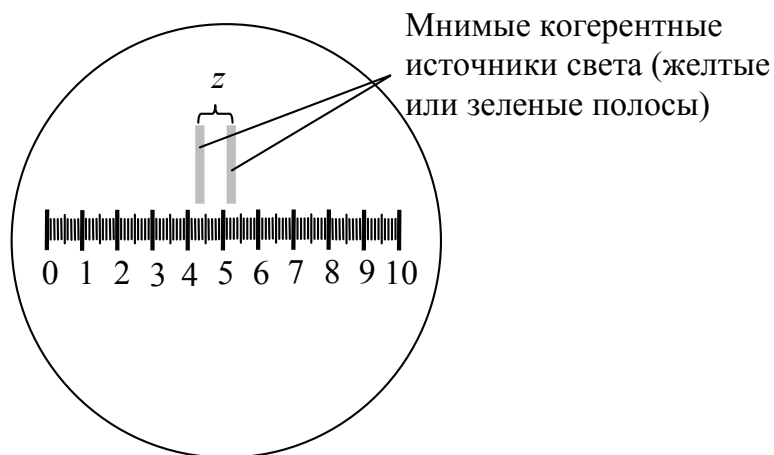


Рис. 61.7

7. Измерьте расстояние h между мнимыми источниками S_1^* и S_2^* . Для этого необходимо измерить в **малых делениях** шкалы окулярного микрометра отсчетного микроскопа расстояние z между серединами мнимых когерентных источников света (рис. 61.7). Рассчитайте h в миллиметрах, умножив значение z на цену деления γ окулярного микрометра отсчетного микроскопа ($h = z\gamma$). Для того чтобы найти истинное расстояние d между источниками, необходимо воспользоваться формулой увеличения линзы $d = ah/b$, где a – расстояние от щели до линзы; b – расстояние от линзы до места локализации мнимых изображений щели, наблюдаемых в отсчетный микроскоп. Чтобы определить b , необходимо измерить расстояние

l_2 от линзы до объектива отсчетного микроскопа и вычтуть из него величину f (f – расстояние от места локализации изображений щели до объектива отсчетного микроскопа, указано на установке).

8. Определите расстояние l от щели до места локализации интерференционной картины. Для этого измерьте расстояние l_1 от щели до объектива отсчетного микроскопа и вычтите из него величину f .

9. Включите зеленый светодиод и выполните пункты 3–7.

10. По формуле (61.19) вычислите длины волн λ излучений, испускаемых зеленым и желтым светодиодами.

11. Проведите анализ полученных результатов и сформулируйте выводы в соответствии с целью работы.

Вопросы для самоконтроля

1. Напишите уравнение плоской бегущей монохроматической волны. Получите выражение для интенсивности при сложении двух волн. 2. В чем заключается явление интерференции света? Какие волны называются когерентными? 3. Что называется оптической длиной пути световой волны? Оптической разностью хода волн? Как связана оптическая разность хода с разностью фаз колебаний? 4. Напишите и поясните условия максимумов и минимумов при интерференции двух волн. 5. Получите формулы для положения полос и расстояния между соседними полосами в случае интерференции от двух когерентных источников. Дайте анализ этих формул. 6. Что собой представляет бипризма Френеля? Нарисуйте ход лучей в бипризме Френеля.

Лабораторная работа № 62 ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ ПУТЕМ НАБЛЮДЕНИЯ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: изучить явление интерференции света в тонких пленках на примере *колец Ньютона*; измерить радиус кривизны R стеклянной поверхности плосковыпуклой линзы и определить длину волны λ падающего излучения; проанализировать изменение характера интерференционной картины в зависимости от длины волны падающего света.

1. Теоретическое введение

Явление интерференции проявляется при отражении света от тонких прозрачных пленок. Рассмотрим процесс возникновения когерентных световых пучков при отражении плоской монохроматической волны с длиной λ от тонкой пластинки толщиной d в месте падения луча. На пластинку с показателем преломления n_2 (показатели преломления веществ в различных агрегатных состояниях приведены в табл. П6) падает под углом α пучок света (рис. 62.1).

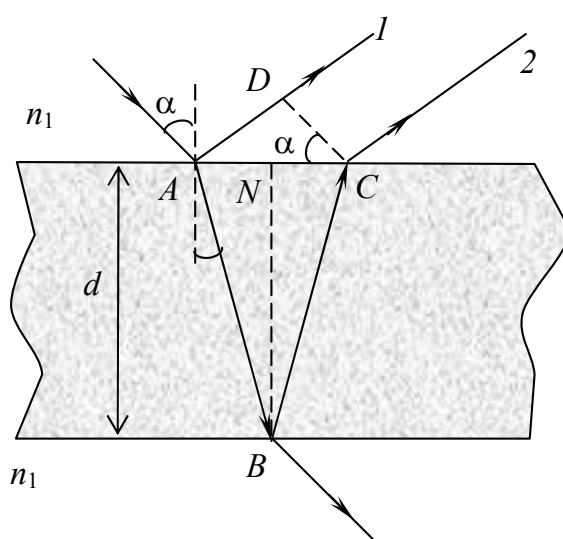


Рис. 62.1

По обе стороны от пластинки находится одна и та же среда с показателем преломления n_1 ($n_2 > n_1$). От пластинки отражаются два параллельных пучка света. Один образовался при отражении от верхней поверхности пластинки, второй – при отражении от нижней поверхности. При входе в пластинку и при выходе из нее второй пучок претерпевает преломление. Кроме этих двух пучков, от пластинки вверх пойдут пучки, возникающие в результате трех-, пяти- и т. д. кратного отражения от поверхностей пластинки. Однако ввиду их малой интенсивности мы эти пучки принимать во внимание не будем. Найдем оптическую разность хода этих двух лучей:

$$\Delta = L_2 - L_1, \quad (62.1)$$

где L_2 – оптическая длина пути луча 2; L_1 – оптическая длина пути луча 1:

$$L_1 = n_1 AD - \frac{\lambda}{2}. \quad (62.2)$$

Так как луч I отражается от оптически более плотной среды, то при отражении происходит изменение фазы колебаний на π . Чтобы учесть это изменения, необходимо ввести добавочную разность хода $\lambda/2$ (потеря полуволны):

$$L_2 = n_2(AB + BC) = 2n_2AB; \quad (62.3)$$

$$\Delta = L_2 - L_1 = 2n_2AB - n_1AD + \frac{\lambda}{2}. \quad (62.4)$$

Из треугольника ANB и BNC следует:

$$AB = \frac{d}{\cos\beta} \text{ и } AD = AC \sin\alpha = 2AN \sin\alpha = 2d \operatorname{tg}\beta \sin\alpha; \quad (62.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta = L_2 - L_1 &= 2n_2 \frac{d}{\cos\beta} - n_1 2d \operatorname{tg}\beta \sin\alpha + \frac{\lambda}{2} = \\ &= \frac{2d}{\cos\beta} (n_2 - n_1 \sin\beta \sin\alpha) + \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \quad (62.6)$$

Из закона преломления следует

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \sin\alpha = \frac{n_2}{n_1} \sin\beta. \quad (62.7)$$

С учетом закона преломления получим

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2d}{\cos\beta} (n_2 - n_2 \sin^2\beta) + \frac{\lambda}{2} = \\ &= \frac{2dn_2}{\cos\beta} \cos^2\beta + \frac{\lambda}{2} = 2dn_2 \cos\beta + \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \quad (62.8)$$

Так как $\cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1 \sin\alpha}{n_2}\right)^2} = \frac{1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\alpha}$, то

$$\Delta = 2dn_2 \cos\beta + \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (62.9)$$

Если $n_1 = 1$ (например, воздух), то оптическая разность хода будет равна

$$\Delta = 2d \sqrt{n_2^2 - \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (62.10)$$

Если пластина плоскопараллельная ($d = \text{const}$), то, согласно формуле (62.10), оптическая разность хода лучей зависит от их угла падения α на пластину. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения отраженных лучей, которые соответствуют лучам, падающим на плоскопараллельную пластину под одинаковыми углами α , называются *полосами равного наклона*. Если пленка имеет разную толщину и на нее падает параллельный пучок света ($\alpha = \text{const}$), то положения интерференционных полос будут характеризоваться определенными значениями толщины пленки d . Такие полосы называются *полосами равной толщины*.

Если $\Delta = 2m\lambda/2$, то при отражении будет наблюдаться усиление интенсивности света (условие интерференционного максимума). Толщина пленки при этом будет равна

$$2m \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \Rightarrow d = \frac{(2m-1)\lambda}{4\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (62.11)$$

Если $\Delta = (2m+1)\lambda/2$, то при отражении будет наблюдаться ослабление интенсивности света (условие интерференционного минимума). Толщина пленки при этом будет равна

$$(2m+1) \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \Rightarrow d = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (62.12)$$

В проходящем свете отражение света будет происходить от оптически менее плотной среды, поэтому потери полуволны не будет, и оптическая разность хода будет равна

$$\Delta = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (62.13)$$

Усиление интенсивности света будет наблюдаться при толщине пленки

$$2m \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} \Rightarrow d = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (62.14)$$

ослабление интенсивности света – при толщине пленки

$$(2m+1) \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} \Rightarrow d = \frac{(2m+1)\lambda}{2\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (62.15)$$

Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона. Их можно наблюдать от тонкой клиновидной воздушной прослойки, образованной плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней выпуклой линзой с большим радиусом кривизны поверхности (рис. 62.2, *a*).

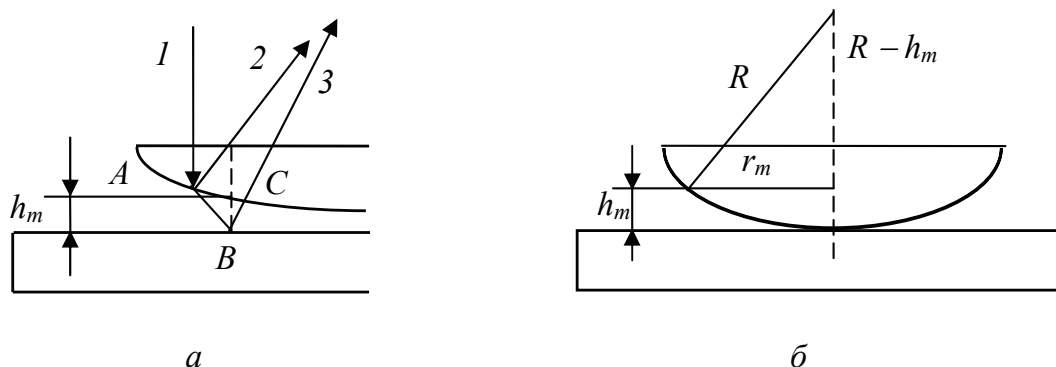


Рис. 62.2

При наклонном падении света полосы равной толщины имеют вид эллипсов, а при нормальном падении света – чередующихся темных и светлых концентрических колец с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой (см. рис. П1). Вид колец, наблюдаемых в отраженном монохроматическом свете, показан также на рис. 62.3. Радиусы темных (интерференционные минимумы) и светлых (интерференционные максимумы) колец зависят от радиуса кривизны линзы и длины световой волны. Их ширина и интенсивность убывает по мере удаления от центрального темного пятна.

Допустим, что линза освещается точечным источником S монохроматического света. Световые волны в точке A разделяются на два пучка, частично отражаясь от нижней поверхности линзы (луч 2)

и частично преломляясь (луч 3) (рис. 62.2, *a*). Волны, отраженные в точке A и в точке B , интерферируют между собой, так как угол воздушного зазора обеспечивает условие когерентности. Ввиду малости кривизны поверхности линзы точки A и C находятся на малом расстоянии друг от друга.



Рис. 62.3

В отраженном свете оптическая разность хода с учетом потери полуволны при отражении равна

$$\Delta = 2dn \cos \beta + \frac{\lambda}{2}.$$

Так как $n = 1$, а $\beta = 0^\circ$ ($\cos 0^\circ = 1$), то $\Delta = 2d + \lambda/2$, где d – ширина зазора.

Тогда оптическую разность хода интерферирующих лучей можно считать равной удвоенной толщине $2h_m$ воздушного зазора, сложенной с дополнительной разностью хода, которая возникает при отражении луча от оптически более плотной среды в точке B :

$$\Delta = 2h_m + \frac{\lambda}{2}. \quad (62.16)$$

Минимум интенсивности определяется из условия:

$$2h_m + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (62.17)$$

т. е.

$$2h_m = m\lambda. \quad (62.18)$$

В соответствии с рис. 62.2, б имеем

$$(R - h_m)^2 + r_m^2 = R^2, \quad (62.19)$$

или

$$2h_m R = h_m^2 + r_m^2, \quad (62.20)$$

где R – радиус кривизны линзы, величина, постоянная для данной линзы.

Так как $h_m \ll R$, то

$$2h_m R = r_m^2. \quad (62.21)$$

Тогда с учетом выражения (62.18) радиус темного кольца:

$$r_m = \sqrt{2h_m R} = \sqrt{m\lambda R}. \quad (62.22)$$

Максимумы интенсивности будут наблюдаться при условии:

$$2h_m + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (62.23)$$

а радиус светлого кольца с учетом выражений (62.21) и (62.23):

$$r_m = \sqrt{R\lambda \left(m - \frac{1}{2} \right)}. \quad (62.24)$$

Чем больше m , тем меньше различие между радиусами соседних колец, тем уже кольца. Значению $m = 0$ соответствует $h_m = 0$, т. е. точка в месте касания пластинки и линзы. В этой точке наблюдается минимум интенсивности. Вследствие упругой деформации стекла невозможно добиться соприкосновения сферической поверхности линзы и пластинки строго в данной точке, поэтому центральное пятно имеет конечные размеры.

Как следует из формулы (62.18), при переходе от k -го кольца к m -му оптическая толщина воздушного зазора возрастает на $(m - k)\lambda/2$:

$$h_m - h_k = (m - k) \frac{\lambda}{2}. \quad (62.25)$$

Учитывая формулу (62.22), получаем

$$\frac{r_m^2}{2R} - \frac{r_k^2}{2R} = (m - k) \frac{\lambda}{2}, \quad (62.26)$$

откуда радиус кривизны линзы:

$$R = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)\lambda}. \quad (62.27)$$

2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка (рис. 62.4) состоит из следующих основных частей: микроскопа, плосковыпуклой линзы и барабана осветителя 5 со сменными источниками света.

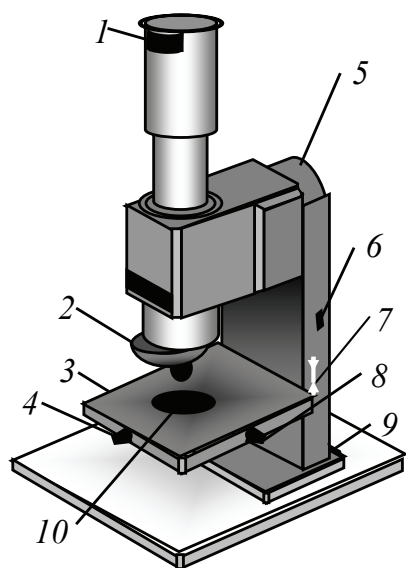


Рис. 62.4

Микроскоп состоит из окуляра 1 и объектива 2. На подвижном столике 3 микроскопа находится плосковыпуклая линза, установленная выпуклой поверхностью на плоской пластине 10. Для горизонтального перемещения линзы вперед-назад используется ручка 4, а вправо-влево — ручка 8. При вертикальном перемещении столика 3 используется ручка 9 и указатель 7 допустимых пределов перемещения столика 3. Тумблер 6 подключает установку к сети.

Оптическая схема установки представлена на рис. 62.5. Точка O соприкосновения выпуклой поверхности линзы со стеклянной пластинкой 7 столика должна лежать на оптической оси микроскопа. Освещение производится монохроматическим светом с длиной волны λ , испускаемым цветными светодиодами (четыре светодиода, испускающие свет разной длины волны), и белым светом (светодиод, испускающий свет, который по спектральному составу близок к белому свету). Свет от источника I (светодиодов) направляется

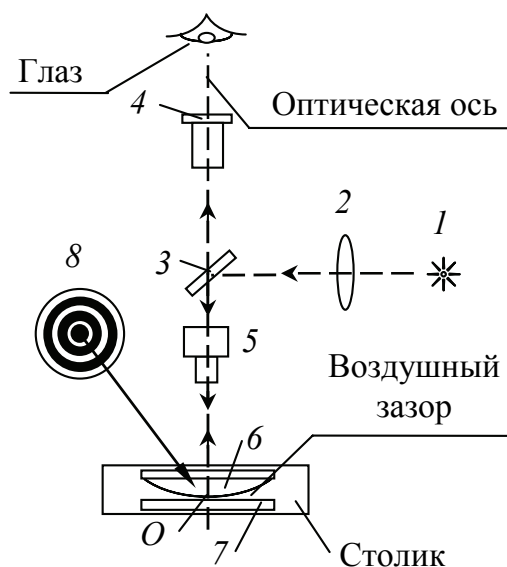


Рис. 62.5

через *коллиматор* 2 на полупрозрачную стеклянную пластинку 3, наклоненную под углом 45° к оптической оси микроскопа. Падающий луч частично проходит через пластинку, а частично отражается. Отраженный луч проходит сквозь объектив 5 микроскопа и падает на плосковыпуклую линзу 6, лежащую на стеклянной пластинке 7. В результате интерференции лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей *воздушного зазора* между линзой и пластинкой, возникает интерференционная картина (кольца Ньютона 8), которую наблюдают, глядя в окуляр 4 микроскопа.

Диаметр D_m m -го темного кольца Ньютона в отраженном свете с учетом формулы (62.22) равен

$$D_m = 2r_m = 2\sqrt{mR\lambda}. \quad (62.28)$$

Определив разность квадратов диаметров двух колец Ньютона $D_{m_2} - D_{m_1} = 4R\lambda(m_2 - m_1)$, получим формулу для расчета радиуса кривизны линзы:

$$R = \frac{D_{m_2}^2 - D_{m_1}^2}{4(m_2 - m_1)\lambda}. \quad (62.29)$$

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение радиуса кривизны линзы.

1. Подготовьте табл. 62.1 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 62.1

Номер кольца (от центра), m	Диаметр кольца		D_m^2 , м ²	R , м
	N_m , дел	D_m , м		

2. С помощью тумблера 6 (рис. 62.4) включите установку в сеть.

3. Поворотом барабана 5 блока светодиодов установите зеленый светодиод ($\lambda = 525$ нм), совместив зеленую метку на барабане блока светодиодов с меткой на стойке микроскопа.

4. Глядя в окуляр микроскопа, вначале убедитесь, наблюдаются ли кольца Ньютона. Если кольца видны отчетливо и центр колец приходится на середину шкалы, помещенной в окуляре, то приступайте к выполнению пункта 6.

5. Если кольца Ньютона не видны (не отцентрированы или не сфокусированы), то необходимо провести юстировку установки и получить четкое изображение колец Ньютона. Для этого нужно:

а) перемещая столик 3 микроскопа в горизонтальной плоскости (ручки 4 и 8), картину колец расположить так, чтобы центр колец приходился на середину шкалы, помещенной в окуляре;

б) сфокусировать микроскоп на наибольшую резкость картины колец, перемещая столик в вертикальном направлении (ручка 9).

6. Определите числа в малых делениях оптической шкалы микроскопа диаметры N_m всех отчетливо наблюдаемых темных колец Ньютона и занесите их в табл. 62.1.

7. Проследите, как изменяется ширина колец Ньютона с удалением от центра.

8. Совместив белую метку на барабане с меткой на стойке микроскопа, проследите за изменением интерференционной картины с увеличением (уменьшением) длин волн при использовании белого света.

9. Рассчитайте диаметры $D_m = N_m \gamma$ колец Ньютона с учетом цены малого деления $\gamma = 2,83 \cdot 10^{-5}$ м/дел. и значения их квадратов D_m^2 .

10. Постройте график зависимости $D_m^2 = f(m)$. Согласно формуле (62.28) $D_m^2 = 4mR\lambda$. Следовательно, зависимость $D_m^2 = f(m)$ представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой равен $4R\lambda$.

11. По графику определите тангенс угла наклона прямой к оси m , равный $\Delta(D_m^2)/\Delta m = (D_{m_2}^2 - D_{m_1}^2)/(m_2 - m_1)$, и по формуле (62.29) вычислите радиус кривизны линзы.

Задание 2. Определение длины волны падающего излучения.

1. Подготовьте табл. 62.2 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 62.2

Светодиод	Номер кольца (от центра) m	Диаметр кольца		D_m^2 , м ²	λ , нм
		N_m , дел	D_m , м		

2. Поворотом барабана 5 блока светодиодов установите синий светодиод.

3. Измерьте диаметры N_m всех отчетливо наблюдаемых темных колец Ньютона в малых делениях оптической шкалы микроскопа и занесите их значения в табл. 62.2.

4. Повторите аналогичные измерения (пункты 2 и 3) для желто-оранжевого и красного светодиодов.

5. Отключите установку от сети.

6. Рассчитайте диаметры $D_m = N_m \gamma$ колец Ньютона с учетом цены малого деления $\gamma = 2,83 \cdot 10^{-5}$ м/дел. и значения их квадратов D_m^2 .

7. Постройте графики зависимости $D_m^2 = f(m)$ для всех светодиодов.

8. Определите тангенсы угла наклона $(\Delta D_m^2 / \Delta m)$ графиков зависимости $D_m^2 = f(m)$ для всех светодиодов.

9. Используя значение радиуса кривизны R линзы, экспериментально полученное в задании 1, и формулу (62.29), определите среднюю длину волны излучения, испускаемого каждым светодиодом.

10. Проанализируйте по табличным данным изменение характера интерференционной картины в зависимости от длины волны λ падающего света.

11. Проведите анализ полученных в заданиях 1 и 2 результатов и подготовьте выводы в соответствии с целью работы.

Вопросы для самоконтроля

1. Явление интерференции света в тонких пленках. 2. Интерференционные полосы равного наклона и равной толщины. 3. Выведите формулы радиусов темных и светлых колец Ньютона в отраженном свете. 4. Опишите оптическую схему, применяемую в данной работе. 5. Объясните возникновение интерференционной

картины в данном эксперименте. Где локализованы кольца? 6. Почему в центре интерференционной картины в отраженном свете возникает темное пятно? При каких условиях оно сменится на светлое? 7. Как изменится картина колец Ньютона при изменении показателя преломления вещества, заполняющего зазор между линзой и пластинкой? 8. Как изменится интерференционная картина, если красный свет заменить фиолетовым, белым? Почему в белом свете кольца Ньютона окрашены?

Лабораторная работа № 63 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: изучить явление дифракции плоских волн; определить период дифракционной решетки, ее угловую дисперсию и разрешающую способность.

1. Теоретическое введение

Дифракцией света называется совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженной оптической неоднородностью. В более узком смысле под *дифракцией света* понимают огибание светом встречных препятствий, т. е. отклонение от законов геометрической оптики и проникновение света в область геометрической тени. Например, при прохождении через отверстия, щели в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т. д.

Дифракция света наблюдается тогда, когда длина волны излучения λ сравнима с линейными размерами b оптической неоднородности среды, а также с соотношением расстояния l от оптической неоднородности до плоскости наблюдения дифракции и длины дифракции l_d . Длиной дифракции называется расстояние от оптической неоднородности, на котором уширение светового пучка равно линейному размеру оптической неоднородности. Длина дифракции равна:

$$l_d = \frac{b^2}{\lambda}. \quad (63.1)$$

Если $l \ll l_d$, то дифракция не наблюдается и выполняются законы геометрической оптики. При $l \approx l_d$ имеет место дифракция Френеля (дифракция в сходящихся лучах). В этом случае на препятствие падает сферическая или плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся за препятствием на конечном расстоянии от него. При дифракции Френеля на экране получается «дифракционное изображение» препятствия. При $l \gg l_d$ имеет место дифракция Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах). В этом случае на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света. При дифракции Фраунгофера на экране получается «дифракционное изображение» удаленного источника света.

В основе теории дифракции лежит *принцип Гюйгенса*. В соответствии с этим принципом каждую точку пространства, которой достигает световая волна, можно считать вторичным источником сферической волны, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени. Френель дополнил принцип Гюйгенса и предложил определять поле в произвольной точке наблюдения как результат суперпозиции сферических волн, излучаемых вторичными источниками. Согласно *принципу Гюйгенса – Френеля*, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником, может быть представлена как результат интерференции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками. Принцип Гюйгенса – Френеля является основой приближенных методов решения многих практических задач о дифракции света.

В разнообразных оптических устройствах широко используются дифракционные решетки. *Дифракционной решеткой* называют систему узких параллельных щелей одинаковой ширины, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Дифракционные решетки изготавливаются с помощью делительной машины, наносящей штрихи (царапины) на стекло или другой прозрачный материал. Там, где проведена царапина, материал становится непрозрачным, а промежутки между ними остаются прозрачными и играют роль параллельных щелей. Такие дифракционные решетки называются *пропускающими*. *Отражательные решетки* изготавливают, нанося алмазным резцом штрихи на поверхность

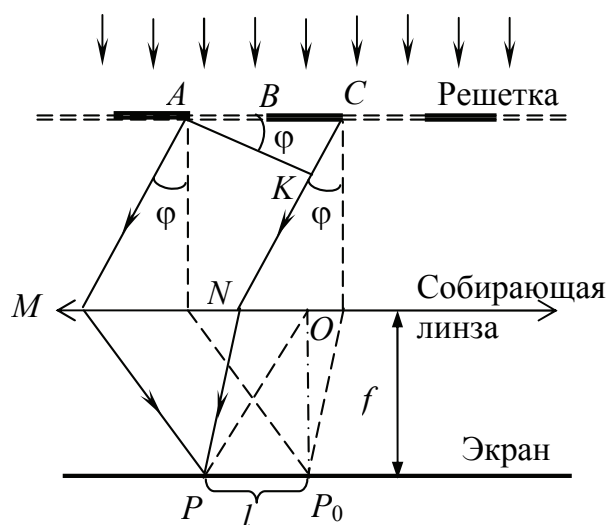


Рис. 63.1

металлического зеркала. Типичные дифракционные решетки, которые используются в видимой области спектра электромагнитного излучения, имеют от 50 до 1600 штрихов на 1 мм решетки.

Рассмотрим дифракционную решетку, состоящую из N равноотстоящих узких щелей, на которую нормально падает плоская монохроматическая световая волна с длиной волны λ (рис. 63.1). Пусть ширина щелей $b = AB$, а ширина непрозрачных участков между щелями $a = BC$. Расстояние $d = a + b$ называется *периодом* или *постоянной дифракционной решетки*. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CK = (a + b)\sin\varphi = d\sin\varphi. \quad (63.2)$$

Проанализируем возможные результаты наложения дифрагированных волн от щелей решетки.

1. Если при некоторых углах φ разность хода лучей от соседних щелей укладывается в четное число полуволн (или целое число длин волн), то волны от всех щелей будут усиливать друг друга и в соответствующих направлениях φ появятся максимумы интенсивности, которые называются *главными максимумами для дифракционной решетки*:

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (63.3)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок главного максимума.

Для направлений, удовлетворяющих этому соотношению, результирующая волна для решетки из N щелей будет иметь амплитуду A , равную N амплитудам A волн, которые посылает каждая щель в данном направлении под углом φ , т. е. $A = NA_1$. Интенсивность I света в точках главных максимумов будет в N^2 раз больше интенсивности, создаваемой одной щелью.

2. Если для одной щели выполняется условие минимума интенсивности:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (63.4)$$

то оно будет определять положения основных минимумов и для всей решетки. Кроме того, если $d \sin \varphi \neq \pm m \lambda$, то между главными максимумами образуются дополнительные минимумы и максимумы, которые возникают за счет соответственно полного и частичного гашения света от всех щелей. На рис. 63.2 схематично изображена зависимость интенсивности света от $\sin \varphi$ для решетки из четырех щелей.

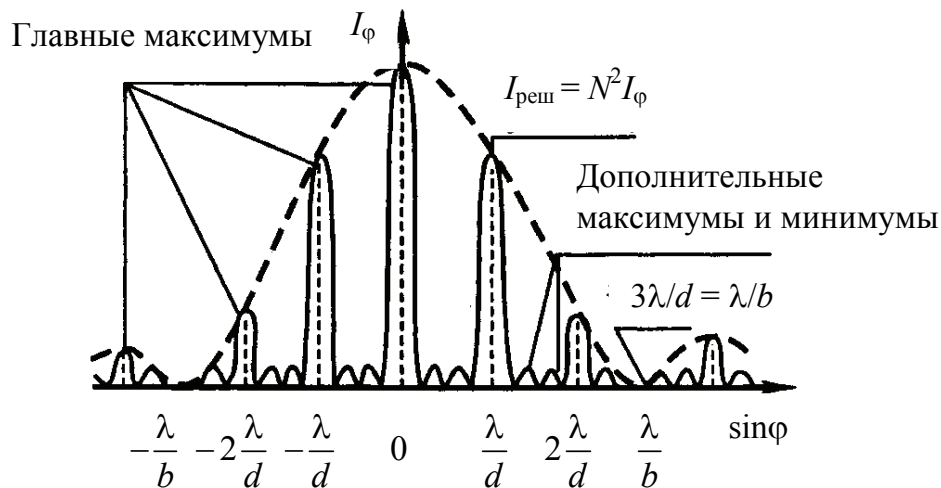


Рис. 63.2

Максимально возможное число главных максимумов для решетки определяется по условию $|\sin \varphi| < 1$. Поэтому при заданных значениях длины волны λ и параметра решетки d число m главных максимумов определяется формулой

$$m \leq \frac{d}{\lambda}. \quad (63.5)$$

Чем больше щелей содержит решетка, тем большая световая энергия пройдет через нее и тем более яркими и узкими будут максимумы дифракционной картины на экране.

Рассмотрим дифракцию белого света на дифракционной решетке. Если на дифракционную решетку падает белый свет, все максимумы, кроме центрального ($\varphi = 0$), разложатся в спектры,

обращенные своими фиолетовыми краями к центру O дифракционной картины, т. е. волны с разными длинами пространственно разделяются. В центре находится узкий максимум нулевого порядка. По обе его стороны симметрично главному нулевому максимуму расположены два спектра первого порядка ($m = 1$), затем два спектра второго порядка и т. д. По мере увеличения порядка дифракционного спектра их ширина возрастает, а интенсивность снижается. Кроме того, для дифракционных спектров характерно наложение красного участка спектра порядка m и фиолетового участка спектра порядка $m + 1$. Таким образом, дифракционная решетка позволяет установить спектральный состав направленного на нее излучения и потому представляет собой спектральный прибор.

Основными характеристиками любого спектрального прибора (в том числе и дифракционной решетки) являются его *дисперсия* и *разрешающая способность*.

Дисперсия D спектрального прибора равна отношению углового $d\varphi$ или линейного dl расстояний между двумя соседними спектральными линиями спектра порядка m с длинами волн λ или $\lambda + d\lambda$ к величине этого интервала $d\lambda$. Поэтому обычно используют *угловую*:

$$D_{\text{угл}} = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (63.6)$$

и *линейную* дисперсии:

$$D_{\text{лин}} = \frac{dl}{d\lambda}. \quad (63.7)$$

Определим угловую дисперсию дифракционной решетки. Для этого условие для главных максимумов (63.3) продифференцируем по λ . Получим

$$d \cos \varphi d\varphi = \pm m d\lambda \Rightarrow D_{\text{угл}} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (63.8)$$

Таким образом, угловая дисперсия тем больше, чем выше порядок m спектра и чем меньше период d дифракционной решетки. Поскольку расстояние l до спектральной линии на экране, который расположен в фокальной плоскости линзы, связано с углом φ , то

$$l = f \operatorname{tg} \varphi, \quad (63.9)$$

а между линейной и угловой дисперсиями существует взаимосвязь:

$$D_{\text{лин}} = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \frac{dl}{d\varphi} = D_{\text{угл}} f \frac{1}{\cos^2 \varphi}. \quad (63.10)$$

Используя формулу (63.8), получим

$$D_{\text{лин}} = \frac{m}{d \cos \varphi} f \frac{1}{\cos^2 \varphi} = \frac{mf}{d \cos^3 \varphi}. \quad (63.11)$$

Разрешающая способность R прибора связана с минимальной разностью длин волн $\Delta\lambda$, при которой две спектральные линии, соответствующие длинам волн λ_1 и λ_2 , зрительно воспринимаются раздельно. Согласно *критерию Рэля*, две монохроматические спектральные линии еще разрешаются (т. е. видны раздельно) в том случае, когда главный максимум интенсивности одной линии попадает на минимум другой линии.

Разрешающая способность R спектрального прибора равна

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (63.12)$$

где $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$. Можно показать, что для дифракционной решетки значение R равно произведению порядка спектра m на общее число щелей N :

$$R = Nm. \quad (63.13)$$

2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка, собранная на базе гониометра, в упрощенном виде показана на рис. 63.3.

Гониометр 1 состоит из установленных на общей вертикальной оси поворотного столика 2 и двух кронштейнов: неподвижного 3 и поворотного 4 . На кронштейнах закреплены коллиматор 5 и зрительная труба 6 . Правильная работа гониометра обеспечивается выставлением оптических осей $7, 8$ коллиматора 5 и зрительной трубы 6 перпендикулярно к вертикальной оси вращения. На поворотном столике 2 устанавливается дифракционная решетка 9 .

Зрительная труба 6 , выполненная по оптической схеме телескопа, является в то же время *автоколлиматором*. Автоколлиматор — это зрительная труба, которая позволяет контролировать перпендикулярность ее оптической оси по отношению к отража-

ющей поверхности. Для выполнения этой задачи зрительная труба *б* содержит в своей фокальной плоскости совмещенное с ее оптической осью и освещенное сбоку перекрестие нитей *10* (конструкция окуляра с крестом из нитей и осветителем называется *окуляр-ром Гаусса*).

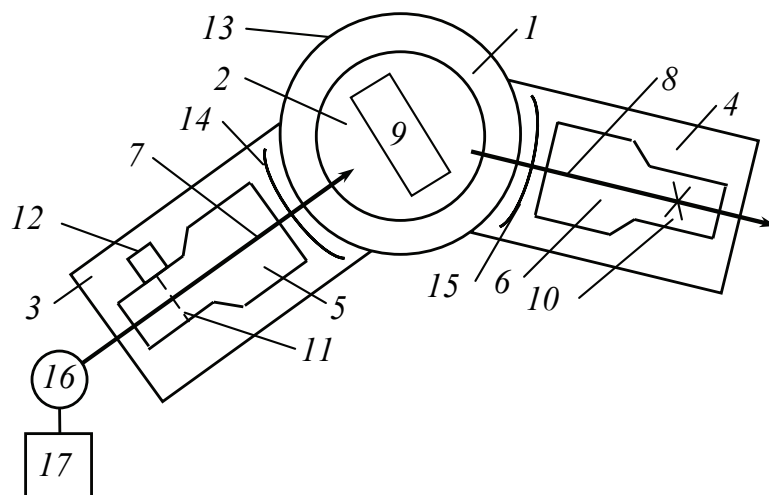


Рис. 63.3

Коллиматор *5* отличается от зрительной трубы *б* тем, что в фокальной плоскости его объектива размещена щель *11*, регулируемая по ширине при помощи микрометрического винта *12*. Неподвижное основание гониометра снабжено угломерным лимбом *13*, а поворотные детали – отсчетными устройствами *14*, *15*, отсчет углов по которым производится с использованием *принципа нониуса*.

Для исследования дифракционного спектра установка содержит источник света с линейчатым спектром – газоразрядную ртутную лампу *16*, расположенную перед входным отверстием коллиматора *5*. Питание лампы осуществляется от сети 220 В через дроссель *17*, обеспечивающий устойчивость горения разряда лампы *16*.

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение периода и угловой дисперсии дифракционной решетки.

1. Подготовьте табл. 63.1 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 63.1

Порядок спектра, m	Цвет спектральной линии	λ ,	β_1 , отсчет слева	β_2 , отсчет справа	$\varphi = (\beta_1 - \beta_2)/2$	d ,	$\langle d \rangle$,	D ,

2. Перед выполнением лабораторной работы изучите приложение, которое находится в лаборатории, описывающее устройство гониометра, методы его юстировки и измерения углов.

3. Включите освещение лимба 13 (рис. 63.3) и, вращая оправу окуляра зрительной трубы 6, получите резкое изображение шкалы лимба.

4. Включите ртутную лампу 16 и направьте свет от нее на щель коллиматора 5. Поверните зрительную трубу приблизительно до совмещения оптических осей коллиматора и зрительной трубы. Глядя в окуляр, получите в поле зрения центральный максимум ($m = 0$) дифракционного спектра и убедитесь в четком изображении щели коллиматора. Если изображение размыто, то вращением фокусировочного винта зрительной трубы добейтесь резкости. Вращением оправы окуляра получите четкое изображение отсчетного креста.

5. Установите на столик 2 гониометра дифракционную решетку перпендикулярно оптической оси коллиматора.

6. Поворачивая алидаду со зрительной трубой, наведите отсчетный крест на спектральную линию. Снимите отсчет в поле зрения отсчетного микроскопа. Измерения выполните для фиолетовой, зеленой и двух желтых линий в спектрах первого и второго порядков слева и справа от центрального максимума. Примерный вид дифракционного спектра и длины волн соответствующих спектральных линий ртутной лампы в нанометрах показаны на рис. 63.4.

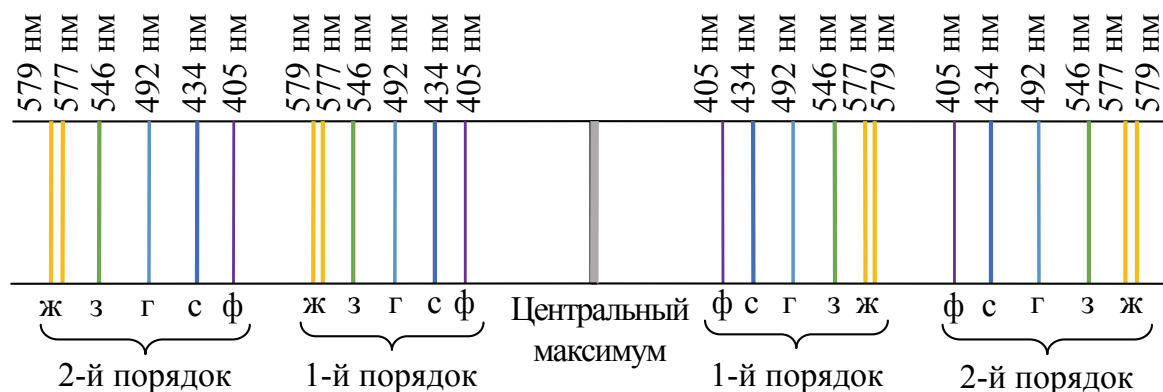


Рис. 63.4

7. С помощью формулы (63.3) вычислите период решетки d для всех измерений и найдите его среднее значение.

8. Используя результаты измерений для желтых линий, вычислите по формуле $D = \Delta\varphi/\Delta\lambda$ угловую дисперсию для спектров первого и второго порядков. Угол $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ необходимо выразить в секундах, $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – в нанометрах.

Задание 2. Определение разрешающей способности дифракционной решетки.

1. Подготовьте табл. 63.2 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 63.2

Порядок спектра, m	γ_1 , отсчет слева	γ_2 , отсчет справа	$\Delta\gamma$,	$\Delta\beta$,	$R_{\text{эксп}}$,	$R_{\text{расч}}$,

2. Непосредственное экспериментальное определение разрешающей способности дифракционной решетки является непростой задачей и требует специальных источников света, в спектрах которых имеются близкие спектральные линии, находящиеся на пределе разрешения. Поэтому в данной работе определяется разрешающая способность экспериментальной установки в реальных условиях опыта (т. е. для данной решетки при заданных размерах входной щели коллиматора, заданном увеличении зрительной трубы и т. д.). Для этого измеряют угловую ширину $\Delta\gamma$ двойной желтой линии (отсчетный крест наводят на края желтой линии вращением микрометрического винта в одном направлении и определяют разность отсчетов). Тогда разрешающая способность $R_{\text{эксп}} = \lambda_1 \Delta\beta / (\Delta\gamma (|\lambda_1 - \lambda_2|))$, где $\Delta\beta = |\beta'_1 - \beta''_1|$ – угловое расстояние между желтыми линиями (определяется по данным, полученным в задании 1, пункт б). Измерения и вычисления выполните для спектров первого и второго порядков.

3. Рассчитайте число штрихов в дифракционной решетке $N = x/d$, используя размер заштрихованной поверхности решетки, который равен $x \times x = 25 \times 25$ мм. Вычислите по формуле (63.13) разрешающую способность дифракционной решетки и сравните полученное значение $R_{\text{расч}}$ с экспериментальным.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте понятие дифракции волн. Когда она проявляется заметным образом? 2. Чем отличаются дифракции Френеля и Фраунгофера? 3. В чем заключается принцип Гюйгенса – Френеля? 4. Рассмотрите дифракцию света на дифракционной решетке. 5. Пропускающие и отражательные решетки. 6. Каков принцип разложения света в спектр с помощью дифракционной решетки? 7. Угловая дисперсия дифракционной решетки. 8. Разрешающая способность оптических приборов.

Лабораторная работа № 64 ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: экспериментально проверить выполнение закона Малюса; изучить влияние приложенного к образцу механического напряжения на свойства эллиптически поляризованного света.

1. Теоретическое введение

Световая волна является *электромагнитной волной*, т. е. совокупностью электрического и магнитного полей, которые, изменяясь со временем, порождают друг друга и распространяются в пространстве со скоростью света. По сути электрическое и магнитное поля являются проявлением одной и той же сущности, которую называют *электромагнитным полем*. Следовательно, световая волна – это электромагнитное возмущение, которое распространяется в пространстве с течением времени.

Электромагнитная волна характеризуется векторами \vec{E} (напряженности электрического поля) и \vec{H} (напряженности магнитного поля). Из теории Максвелла следует, что электромагнитная волна является *поперечной*. Это означает, что векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \vec{v} распространения волны. На рис. 64.1 показана мгновенная картина распределения напряженностей электрического и магнитного полей вдоль направления светового луча. Векторы \vec{E}

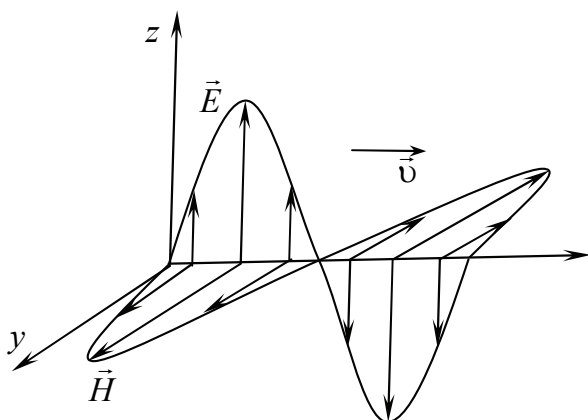


Рис. 64.1

и \vec{H} изменяются синфазно, т. е. они одновременно обращаются в ноль и одновременно достигают максимума. При этом тройка векторов \vec{v} , \vec{E} , \vec{H} всегда остается правой.

Экспериментально установлено, что практически все действие света на фотоэлемент, фотопленку, флюоресцирующий экран и другие устройства для его регистра-

ции определяется электрическим полем электромагнитной волны, поэтому вектор \vec{E} называют *световым вектором*.

Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами. Излучение отдельного атома продолжается около 10^{-8} с. Излучив, атом через некоторое время, придя в возбужденное состояние, излучает опять и т. д. Одновременно излучает множество атомов. Порожденные ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. В свете, испускаемом обычными (не лазерными) источниками – этот свет называют *естественным* или *неполяризованным* – направления колебаний светового вектора \vec{E} для каждого цуга ориентированы случайным образом. Поэтому в результирующей световой волне колебания светового вектора происходят в разных направлениях, быстро и хаотично сменяя друг друга. Это надо понимать так, что при прохождении световой волны через некоторую точку направления колебаний светового вектора быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Условно это изображают как показано на рис. 64.2, а, где направление распространения света перпендикулярно плоскости рисунка.

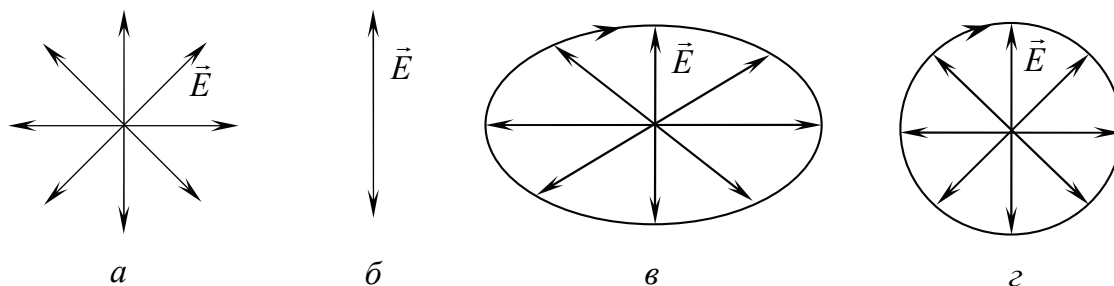


Рис. 64.2

Поляризованным называют свет, в котором направления колебаний светового вектора \vec{E} в любой точке пространства упорядочены каким-либо образом. Различают плоскополяризованный (или линейно поляризованный) свет, эллиптически поляризованный и поляризованный по кругу свет.

Плоскополяризованный свет (или *линейно поляризованный*) – это свет, в котором колебания светового вектора \vec{E} происходят в одной плоскости (рис. 64.2, б). Плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , называют *плоскостью поляризации* (*плоскостью колебаний светового вектора*).

Эллиптически поляризованным называют свет, в котором вектор \vec{E} вращается вокруг направления распространения волны, одновременно изменяясь периодически по модулю. При этом конец вектора \vec{E} описывает эллипс (рис. 64.2, в). *Поляризованный по кругу свет* имеет место тогда, когда конец вектора \vec{E} описывает окружность (рис. 64.2, г). В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} различают *правую* и *левую* эллиптические (или круговые) поляризации: если смотреть навстречу распространению волны, и вектор \vec{E} при этом поворачивается по часовой стрелке, то поляризацию называют *правой*, если против часовой стрелки, *левой*.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного света с помощью приборов, которые называют *поляризаторами*. Эти приборы свободно пропускают колебания светового вектора, параллельные плоскости, которую называют *плоскостью пропускания поляризатора*. Колебания же, перпендикулярные этой плоскости, полностью или частично задерживаются. В первом случае поляризатор является *идеальным*, а во втором – *несовершенным*. Естественный свет, прошедший через идеальный поляризатор, становится плоскополяризованным, плоскость поляризации которого совпадает с плоскостью пропускания поляризатора. На выходе из несовершенного поляризатора получается свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений. Такой свет называют *частично поляризованным*. В нем направление светового вектора \vec{E} так же быстро и хаотически изменяется, как и у естественного света, но существует преимущественное направление колебаний. Условное изображение для частично поляризованного света показано на рис. 64.3.

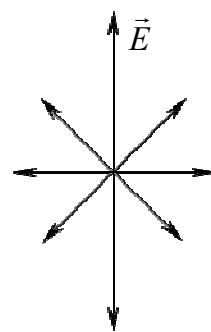


Рис. 64.3

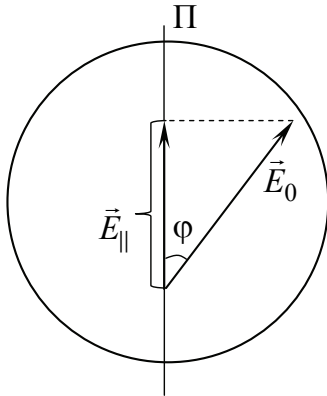


Рис. 64.4

Идеальные поляризаторы можно использовать в качестве *анализаторов* для определения характера и степени поляризации интересующего нас света. Пусть на анализатор падает плоскополяризованный свет, световой вектор \vec{E}_0 которого составляет угол φ с плоскостью пропускания Π (рис. 64.4). Анализатор пропустит только ту составляющую вектора \vec{E}_0 , которая параллельна плоскости пропускания, т. е. $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$. Так как интенсивность света

пропорциональна квадрату модуля светового вектора, то интенсивность света I , прошедшего через анализатор:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (64.1)$$

где I_0 – интенсивность падающего на анализатор плоскополяризованного света.

Соотношение (64.1) называют *законом Малюса*. Согласно этому закону, при изменении угла φ между плоскостью поляризации и плоскостью пропускания поляризатора от 0 до 90° интенсивность прошедшего через поляризатор плоско-поляризованного света изменяется от I_0 до 0 .

В случае если на поляризатор падает естественный свет, то угол φ будет хаотически очень быстро изменяться с течением времени. Направления колебаний светового вектора в естественном свете являются равновероятными, поэтому интенсивность прошедшего света пропорциональна среднему значению $\cos^2 \varphi$. Так как $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$, то интенсивность естественного света, прошедшего через анализатор:

$$I = \frac{I_0}{2}. \quad (64.2)$$

Свет, вышедший из анализатора, является плоскополяризованным. При вращении плоскости пропускания анализатора вокруг луча интенсивность прошедшего через него света изменяться не будет.

Если через анализатор пропустить частично поляризованный свет, то при вращении плоскости пропускания анализатора вокруг луча интенсивность прошедшего света будет изменяться в пределах от I_{\min} до I_{\max} . Причем переход от одного из этих значений

к другому будет совершаться при повороте на угол, равный 90° . Частично поляризованный свет характеризуют *степенью поляризации* P , которую определяют следующим образом:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (64.3)$$

Для плоскополяризованного света $I_{\min} = 0$ и $P = 1$, для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$. Это два крайних случая. Для частично поляризованного света $0 < P < 1$.

Принцип действия поляризаторов основывается на поляризации света при его отражении на границе двух диэлектрических сред (см. лабораторную работу № 65), а также на явлениях двойного лучепреломления и дихроизма.

Явление двойного лучепреломления наблюдается при прохождении света через прозрачные кристаллы. Оно заключается в том, что падающий на кристалл пучок света разделяется внутри кристалла на два пучка, распространяющиеся, вообще говоря, в различных направлениях и с разными скоростями. Кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на *одноосные* и *двуосные*. У одноосных кристаллов один из преломленных пучков подчиняется обычному закону преломления. Его называют *обыкновенным* и обозначают буквой или индексом o (рис. 64.5). Другой пучок *необыкновенный* (его обозначают буквой e), он не подчиняется обычному закону преломления, и даже при нормальном падении светового пучка на поверхность кристалла необыкновенный пучок может отклоняться от нормали (рис. 64.5). И, как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения. Обыкновенная и необыкновенная волны являются плоскополяризованными во взаимно перпендикулярных направлениях. Направления колебаний светового вектора в обоих пучках показаны на рис. 64.5 точками на обыкновенном пучке (перпендикулярно плоскости чертежа) и стрелками на необыкновенном пучке.

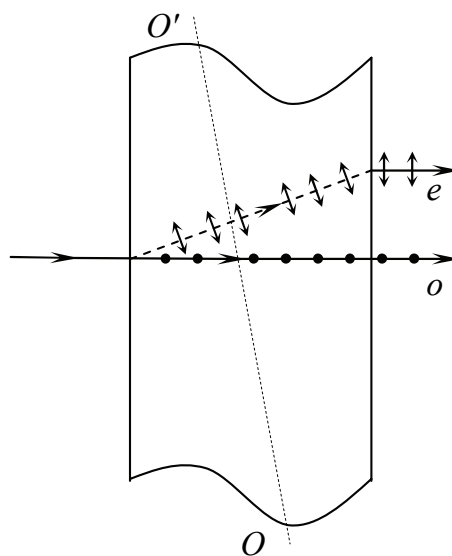


Рис. 64.5

Наиболее сильно двойное лучепреломление выражено у таких одноосных кристаллов, как кварц, исландский шпат и турмалин.

У одноосных кристаллов имеется направление – *оптическая ось* OO' (рис. 64.5), вдоль которого обыкновенная и необыкновенная волны распространяются, не разделяясь пространственно и с одинаковой скоростью. Скорость v_o обыкновенного пучка не зависит от направления в кристалле, скорость v_e необыкновенного пучка по мере отклонения его от направления оптической оси будет все больше отличаться, достигая максимального различия в направлении, перпендикулярном оптической оси. Одноосные кристаллы характеризуют *показателем преломления обыкновенного луча* $n_o = c/v_o$ и *показателем преломления необыкновенного луча*, перпендикулярного оптической оси, $n_e = c/v_e$, где c – скорость света в вакууме. В таблицах приводят именно эти значения n_o и n_e (см. табл. П7).

Двойное лучепреломление объясняется *анизотропией* кристаллов, т. е. зависимостью оптических свойств света при прохождении через них от направления. Физическая природа анизотропии вещества связана с особенностями строения его молекул или особенностями самой кристаллической решетки, в узлах которой находятся атомы или ионы.

Существуют кристаллы, в которых один из лучей (o или e) поглощается сильнее другого. Это явление называют *дихроизмом*. Например, очень сильный дихроизм присущ кристаллу турмалина. В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине около 1 мм. Явление дихроизма используют для изготовления поляризаторов в виде светофильтров, их называют *поляроидами*. Они представляют собой тонкую ($\approx 0,1$ мм) целлулоидную пленку, в которую введено большое количество одинаково ориентированных кристалликов сульфата йодистого хинина (герапатита). Как правило, поляроид размещают между двумя прозрачными пленками или стеклами для защиты от влаги и механических повреждений.

2. Описание установки и метода измерений

На рис. 64.6 показана схема установки для исследования поляризации света. На оптической скамье 1 размещены: источник света 2 (полупроводниковый лазер), который через блок питания 3 подключается в сеть; анализатор-поляроид 4, заключенный в оправу, способ-

ную вращаться вокруг луча лазера (угол поворота численно равен углу поворота плоскости пропускания анализатора и измеряется по шкале, нанесенной на оправе); фотоэлемент 5, соединенный с микроамперметром 6 (сила фототока, измеряемая микроамперметром, пропорциональна интенсивности света, выходящего из анализатора).

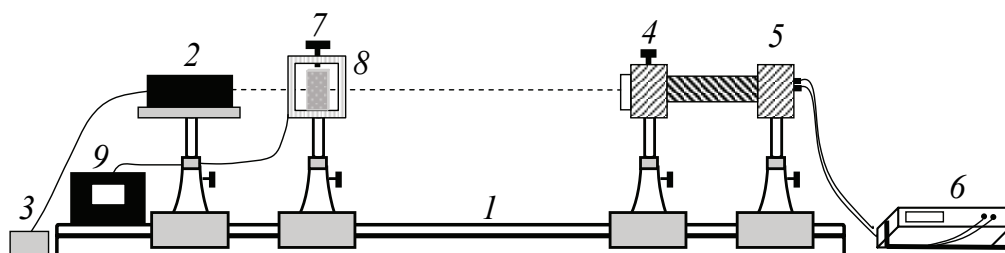


Рис. 64.6

Для получения эллиптически поляризованного света на оптической скамье дополнительно размещают закрепленный в рамке деформируемый с помощью винта 7 образец 8, соединенный с тензометрическим датчиком 9. Цифровые показания тока разбалансировки Δi , регистрируемые датчиком, пропорциональны величине механического напряжения σ в образце.

Исследование плоскополяризованного света. Степень поляризации (формула (64.3)) данного полупроводникового лазера близка к единице, а следовательно, интенсивность прошедшего через анализатор света должна удовлетворять закону Малюса (64.1). В этом можно убедиться, измерив интенсивности прошедшего через анализатор света при разных углах поворота плоскости пропускания анализатора.

Исследование эллиптически поляризованного света. Для получения эллиптически поляризованного света в работе используется явление *искусственной анизотропии*. Многие вещества (стекло, плексиглас, бакелит и др.) при механических деформациях становятся оптически анизотропными (*явление фотоупругости*). В этом случае они подобны одноосному кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением приложенной силы.

Пусть пучок плоскополяризованного света распространяется вдоль оси z перпендикулярно действующей на образец силе \vec{F} (рис. 64.7). Падающий на образец свет со световым вектором \vec{E}_0 можно представить как суперпозицию двух плоскополяризованных

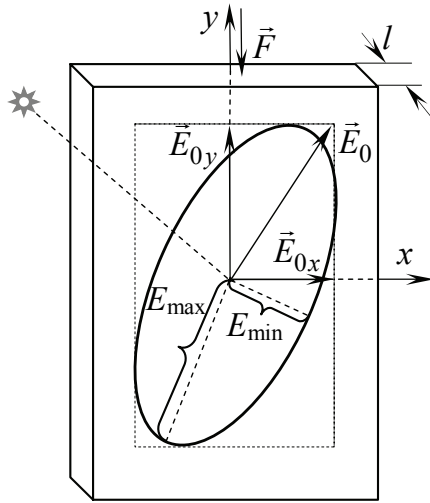


Рис. 64.7

волн с взаимно перпендикулярными направлениями векторов поляризации \vec{E}_{0x} и \vec{E}_{0y} . Из-за анизотропии скорости этих волн внутри образца различаются. Таким образом, в образце вдоль одного направления распространяются с различными скоростями два пучка – обыкновенный и необыкновенный.

Разность показателей преломления этих пучков прямо пропорциональна напряжению σ , приложенному к образцу:

$$n_o - n_e = c\sigma, \quad (64.4)$$

где c – коэффициент фотоупругости вещества; $\sigma = F/S$; S – площадь поперечного сечения образца.

После прохождения образца толщиной l между обыкновенным и необыкновенным пучками возникнет оптическая разность хода:

$$\Delta = l(n_o - n_e). \quad (64.5)$$

Следовательно, на выходе из образца между волнами возникнет разность фаз:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) = \frac{2\pi l c \sigma}{\lambda}, \quad (64.6)$$

где λ – длина волны излучения.

Таким образом, после прохождения светом образца происходит сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний (обыкновенной и необыкновенной волн), уравнения которых имеют вид:

$$E_x = E_{0x} \cos \omega t, \quad E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta), \quad (64.7)$$

где ω – циклическая частота колебаний.

В общем случае результат сложения колебаний (64.7) определяется соотношением

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} - 2E_x E_y \cos \delta + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = \sin^2 \delta. \quad (64.8)$$

Данное уравнение является уравнением эллипса, оси которого повернуты относительно координатных осей x и y . Следовательно, на выходе из образца свет становится эллиптически поляризованным

(рис. 64.7). Ориентация эллипса и величина его полуосей сложным образом зависят от амплитуд складываемых волн и их разности фаз.

Измеряя интенсивность прошедшего через анализатор эллиптически поляризованного света при разных углах поворота плоскости пропускания анализатора, можно определить *коэффициент сжатия* или *эллиптичности*, равный отношению малой E_{\min} и большой E_{\max} полуосей эллипса поляризации (рис. 64.7):

$$\varepsilon = \frac{E_{\min}}{E_{\max}} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}, \quad (64.9)$$

где I_{\min} и I_{\max} – минимальное и максимальное значения интенсивности прошедшего через анализатор света.

Заметим, что эллиптичность зависит от напряжения σ , приложенного к образцу.

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Проверка закона Малюса.

1. Подготовьте табл. 64.1 для внесения и обработки результатов измерений.

Таблица 64.1

$I_{\max} =$	$I_{\min} =$	$\varphi_{\max} =$	$\varphi_{\min} =$	
№ п/п	$\varphi,$	I	I/I_{\max}	$\cos^2\varphi$

2. Снимите с оптической скамьи рейтер с деформируемым образцом δ (рис. 64.6). Включите в сеть блок питания лазера и, если это необходимо, микроамперметр.

Внимание! При выполнении задания НЕ ДОПУСКАТЬ попадания в глаза прямого или отраженного лазерного луча!

Убедитесь, что лазерный луч попадает в центр анализатора 4. При необходимости проведите юстировку оптической системы.

3. Вращая оправу анализатора вокруг луча, наблюдайте визуально и по микроамперметру за изменением интенсивности прошедшего через анализатор света. Определите положения оправы анализатора, при которых показание микроамперметра является максимальным I_{\max} и минимальным I_{\min} . Значения I_{\max} и I_{\min} , а также углы φ_{\max} и φ_{\min} , соответствующие этим положениям, занесите в таблицу.

4. Положению анализатора, соответствующему максимальному пропусканию, соответствует угол $\varphi = 0^\circ$ в законе Малюса (64.1). Поэтому в качестве первого измерения в табл. 64.1 занесите угол $\varphi = 0^\circ$ и $I = I_{\max}$.

5. Из положения, соответствующего максимальному пропусканию анализатора, поворачивайте анализатор на угол φ от 0 до 360° и с шагом 30° снимайте показания микроамперметра I . Результаты измерений заносите в табл. 64.1. После завершения измерений выключите блок питания лазера из сети, а также, если это необходимо, микроамперметр. Установите на оптическую скамью рейтер с деформируемым образцом 8.

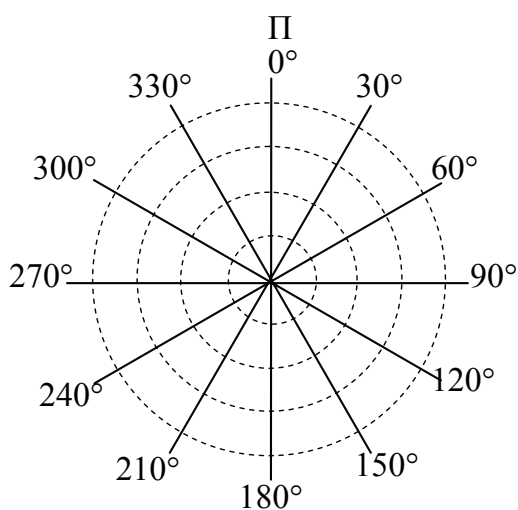


Рис. 64.8

6. Для каждого значения φ вычислите и занесите в таблицу отношение I/I_{\max} и значение $\cos^2 \varphi$.

7. По формуле (64.3) вычислите в процентах степень поляризации P лазерного излучения.

8. Постройте в полярных координатах (рис. 64.8) график зависимости отношения I/I_{\max} от угла φ . Вдоль лучей, составляющих угол φ с плоскостью пропускания анализа-

тора Π , откладываете соответствующие значения I/I_{\max} . Удобно выбрать масштаб: отношению $I/I_{\max} = 1$ соответствует 5 см на графике.

9. На той же полярной сетке постройте график зависимости $\cos^2 \varphi$ от φ .

10. На одной координатной сетке постройте графики зависимости I/I_{\max} от φ и $\cos^2 \varphi$ от φ в декартовой системе координат. Вдоль оси x откладываете значения углов φ , а вдоль оси y – значения I/I_{\max} и $\cos^2 \varphi$.

11. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Задание 2. Исследование эллиптически поляризованного света.

1. Подготовьте табл. 64.2 для внесения и обработки результатов измерений.

2. Убедитесь, что образец 8 не нагружен (конец винта 7 не касается образца). Включите в сеть тензометрический датчик 9.

Вкручивая винт 7 над образцом, приведите его в соприкосновение с образцом и слегка прижмите его. Снимите с датчика показание i_0 и занесите его в табл. 64.2.

Таблица 64.2

$i_0 =$						
№ п/п	$i,$	$\Delta i,$	$\sigma,$	I_{\max}	I_{\min}	ε

3. Включите в сеть блок питания лазера и, если это необходимо, микроамперметр. Убедитесь, что лазерный луч проходит через центр образца 8 и попадает в центр анализатора 4. При необходимости проведите юстировку оптической системы.

Внимание! При выполнении задания НЕ ДОПУСКАТЬ попадания в глаза прямого или отраженного лазерного луча!

4. Вкручивая винт 7 над образцом, нагрузите его так, чтобы показания датчика увеличилось на $\Delta i \approx 6-12$, где $\Delta i = i - i_0$, i – показания датчика при нагрузке.

5. Вращая оправу анализатора вокруг луча, наблюдайте по микроамперметру за изменением интенсивности прошедшего через анализатор света. Определите положения оправы анализатора, при которых показания микроамперметра является максимальным I_{\max} и минимальным I_{\min} . Значения I_{\max} и I_{\min} занесите в табл. 64.2.

6. Повторите пункты 4, 5 еще три раза, последовательно увеличивая нагрузку на образец. После завершения измерений выключите блок питания лазера и тензометрический датчик из сети, а также, если это необходимо, микроамперметр. Разгрузите образец, выкручивая винт над ним.

7. По графику зависимости тока разбалансировки Δi от напряжения σ в образце, приведенного в приложении к лабораторной работе, определите напряжения для используемых в работе нагрузок и занесите их в табл. 64.2.

8. По формуле (64.9) вычислите коэффициент сжатия для каждой нагрузки. Постройте график зависимости ε от σ . По оси x откладывайте напряжение σ , а по оси y – коэффициент сжатия ε .

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Чем отличается естественный свет от поляризованного?
2. Виды поляризованного света. 3. Что такое плоскость поляризации? 4. Как из естественного света получить плоскополяризованный свет? 5. Сформулируйте и поясните закон Малюса. 6. В чем состоит явление двойного лучепреломления?

Лабораторная работа № 65 ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы: экспериментально определить угол Брюстера для пластинки из диэлектрического материала и с его помощью вычислить показатель преломления материала.

1. Теоретическое введение

Понятия естественного (неполяризованного) и поляризованного света, виды поляризованного света рассмотрены в теоретическом введении к лабораторной работе № 64.

Одним из способов получения плоскополяризованного света из естественного является отражение света на границе двух диэлектриков. Свет, проходя через границу двух сред с разными показателями преломления n_1 и n_2 , испытывает отражение и преломление (рис. 65.1). Если угол падения естественного света α отличен от нуля, отраженный и преломленный пучки оказываются частично поляризованными. В отраженном пучке преобладают колебания светового вектора \vec{E} , перпендикулярные плоскости падения (на рис. 65.1, *a* эти колебания обозначены точками), а в преломленном свете – колебания, параллельные плоскости падения (на рис. 65.1, *a* они изображены двусторонними стрелками). Степень поляризации P пучков (формула (64.3)) зависит от угла падения α .

При некотором значении угла падения $\alpha = \alpha_{\text{Бр}}$ отраженный свет становится плоскополяризованным (он содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения (рис. 65.1, *б*)).

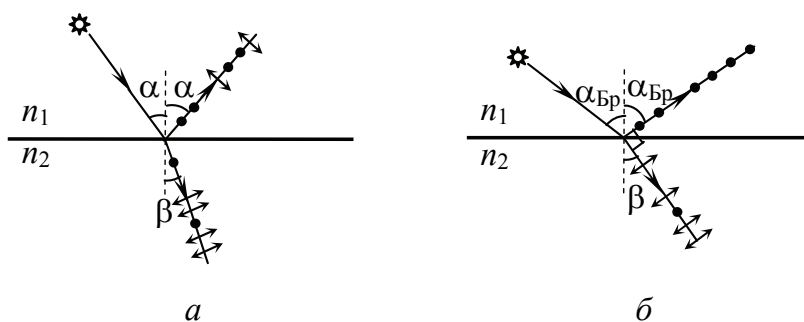


Рис. 65.1

При этом преломленный свет остается частично поляризованным, но степень его поляризации (64.3) достигает максимально возможного значения. Угол $\alpha_{\text{Бр}}$ называют *углом Брюстера*. Он удовлетворяет *закону Брюстера*:

$$\text{tg}\alpha_{\text{Бр}} = n_{21}, \quad (65.1)$$

где $n_{21} = n_2/n_1$ – относительный показатель преломления сред.

Используя закон отражения и преломления света $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ (β – угол преломления света), можно убедиться, что при падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны (рис. 65.1, б).

Объяснить поляризацию света, возникающую при его отражении и преломлении на границе двух диэлектриков, можно с помощью формул Френеля. Эти формулы вытекают из условий, налагаемых на напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей световой волны на границе диэлектриков, и следуют из уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Из формул Френеля, в частности, вытекает, что коэффициенты отражения плоскополяризованного света, плоскость поляризации которого перпендикулярна плоскости падения (r_{\perp}) и параллельна ей (r_{\parallel}), определяются по формулам:

$$r_{\perp} = \frac{I_{\perp}^{\text{отр}}}{I_{\perp}^{\text{пад}}} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad r_{\parallel} = \frac{I_{\parallel}^{\text{отр}}}{I_{\parallel}^{\text{пад}}} = \frac{\text{tg}^2(\alpha - \beta)}{\text{tg}^2(\alpha + \beta)}, \quad (65.2)$$

где $I_{\perp}^{\text{отр}}$, $I_{\parallel}^{\text{отр}}$ и $I_{\perp}^{\text{пад}}$, $I_{\parallel}^{\text{пад}}$ – интенсивности отраженной от границы и падающей на границу раздела диэлектриков плоскополяризованной волны. Зависимость коэффициентов r_{\perp} и r_{\parallel} от угла падения α показана на рис. 65.2.

Падающий на границу раздела естественный свет можно представить как наложение (сумму) двух некогерентных плоско-

поляризованных волн с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, ориентированных перпендикулярно и параллельно плоскости падения.

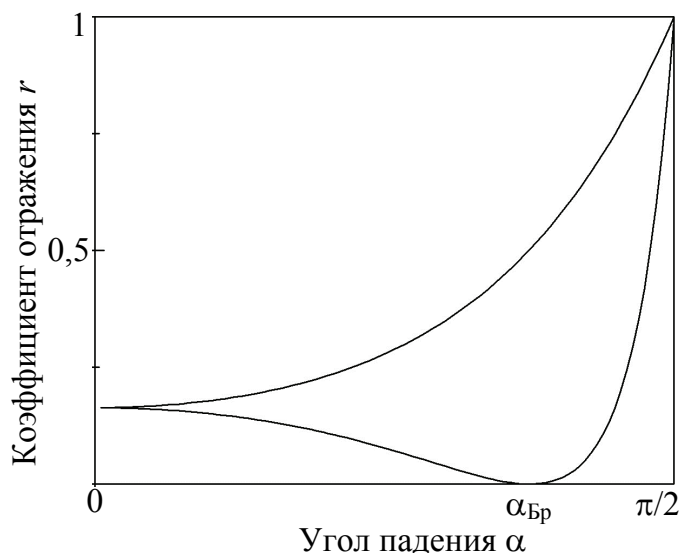


Рис. 65.2

Тогда интенсивность падающего света: $I^{\text{пад}} = I_{\perp}^{\text{пад}} + I_{\parallel}^{\text{пад}}$, и интенсивность отраженного света $I^{\text{отр}} = I_{\perp}^{\text{отр}} + I_{\parallel}^{\text{отр}}$. Из рис. 65.2 следует, что при угле падения $\alpha = 0^\circ$ $r_{\perp} = r_{\parallel}$. Отсюда следует, что при нормальном падении естественного света на границу раздела отраженный световой поток остается неполяризованным. При $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ $r_{\perp} > r_{\parallel}$ и в отраженном свете будут преобладать колебания светового вектора, перпендикулярные плоскости падения, т. е. свет становится частично поляризованным. При $\alpha = \alpha_{\text{Бр}}$ $r_{\parallel} = 0$ и $r_{\perp} \neq 0$. Это означает, что отраженный свет будет полностью поляризован с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости падения. Заметим, что $r_{\parallel} = 0$ при $\alpha = \alpha_{\text{Бр}}$, если $\alpha_{\text{Бр}} + \beta = 90^\circ$ в формуле (65.2). Нетрудно показать, используя закон преломления света, что это справедливо, когда $\alpha_{\text{Бр}}$ удовлетворяет закону Брюстера (65.1).

Отражение под углом Брюстера представляет собой самый простой способ получения поляризованного света. Недостатком этого способа является малая интенсивность отраженных лучей.

2. Описание установки и метода измерений

Общий вид установки представлен на рис. 65.3, а и б. На консоли 1 размещен источник излучения 2, который через блок питания 3

подключается в сеть. В качестве источника излучения используется полупроводниковый лазер, излучение которого плоскополяризовано. На консоли 4 расположен приемник излучения 5. В качестве приемника используется фотодиод, работающий в фотогенераторном режиме. Фото-ЭДС, возникающая на выводах фотодиода при его облучении, прямо пропорциональна интенсивности падающего на него света и измеряется вольтметром 6. Источник 2 и приемник 5 могут поворачиваться на консолях вокруг диска 7, по краю которого нанесена шкала, проградуированная в градусах (от 0 до 360°). В центре диска находится столик 8, на котором размещается стеклянная пластинка 9. Она расположена относительно шкалы так, что нормаль к ее поверхности проходит через нулевое деление шкалы (рис. 65.3, б). Такое расположение стеклянной пластины на диске позволяет легко устанавливать угол падения луча лазера на пластинку, а также размещать фотоприемник под углом отражения. На консолях имеются указатели, позволяющие определять углы расположения излучателя $\alpha_{\text{и}}$ и приемника $\alpha_{\text{п}}$ относительно диска.

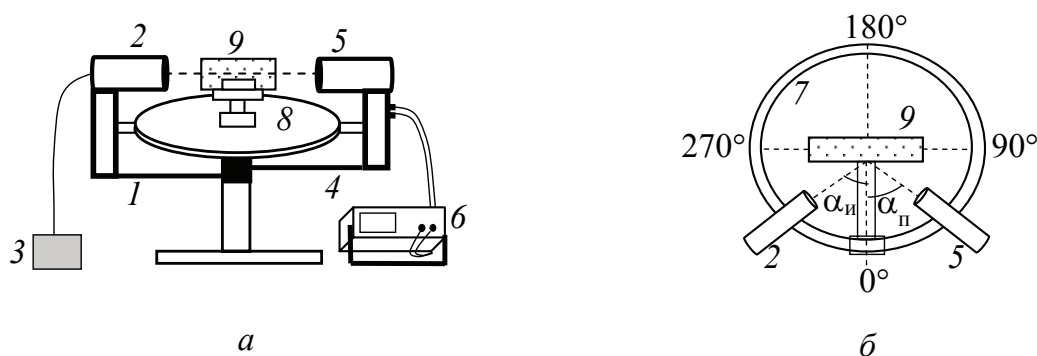


Рис. 65.3

Данный лазер ориентирован вокруг своей оси так, что его плоскость поляризации приблизительно параллельна горизонтальной плоскости, т. е. совпадает с плоскостью падения. Поэтому при падении на стеклянную пластину под углом Брюстера отраженный свет не должен наблюдаться. В реальности в этом случае интенсивность отраженного света принимает минимальное значение. Изучая зависимость интенсивности отраженного света от угла падения на пластину, по минимуму этой зависимости можно определить угол Брюстера.

По экспериментально измеренному углу Брюстера, принимая во внимание, что показатель преломления воздуха $n_1 \approx 1$, из формулы (65.1) найдем показатель преломления материала пластины $n = n_2$:

$$n = \operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}}. \quad (65.3)$$

Погрешность Δn косвенного измерения показателя преломления n по формуле (65.3) обусловлена погрешностью измерения угла Брюстера $\Delta \alpha_{\text{Бр}}$ и вычисляется по формуле (см. [1])

$$\Delta n = \frac{\Delta \alpha_{\text{Бр}}}{\cos^2 \alpha_{\text{Бр}}}. \quad (65.4)$$

Для данной установки $\Delta \alpha_{\text{Бр}} \approx 1^\circ = 0,017$ рад.

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для внесения и обработки результатов измерений.

№ п/п	Образец № 1				Образец № 2			
	$\alpha_{\text{и}},$	$\alpha_{\text{п}},$	$U,$	$\alpha,$	$\alpha_{\text{и}},$	$\alpha_{\text{п}},$	$U,$	$\alpha,$

2. Установите на столике в центре диска стеклянную пластину (образец № 1), надежно закрепите ее. Консоль с лазером установите под углом $\alpha_{\text{и}} = 70^\circ$ (рис. 65, б). Включите в сеть блок питания лазера и вольтметр.

Внимание! При выполнении задания НЕ ДОПУСКАТЬ попадания в глаза прямого или отраженного лазерного луча!

3. Вращая консоль с приемником света, установите его так, чтобы отраженный луч попадал в центр приемника. Смещая приемник в ту или иную сторону, найдите такое его положение, при котором показание вольтметра максимально. Занесите в таблицу угол установки лазера $\alpha_{\text{и}}$, угол расположения приемника $\alpha_{\text{п}}$ (рис. 65, б) и показание вольтметра U .

4. Уменьшая угол установки лазера $\alpha_{\text{и}}$ на 2° , каждый раз определяйте угол расположения приемника $\alpha_{\text{п}}$ и показания вольтметра U , как это было выполнено в пункте 3. Измерения проводите до $\alpha_{\text{и}} = 40^\circ$. В интервале $50^\circ < \alpha_{\text{и}} < 60^\circ$ измерения проводите через 1° . Результаты измерений записывайте в таблицу.

5. Повторите пункты 2–4 для образца № 2. После завершения измерений выключите блок питания лазера и вольтметр из сети.

6. Для каждого измерения вычислите угол падения α лазерного луча на стеклянную пластину по формуле $\alpha = (\alpha_{\text{и}} + \alpha_{\text{п}})/2$.

7. Постройте графики зависимости напряжения U от угла падения α для двух образцов. Напряжение U откладывайте вдоль оси y , а угол падения α – вдоль оси x . По минимумам графиков определите углы Брюстера $\alpha_{\text{Бр}}$ для каждого образца.

8. По формуле (65.3) вычислите показатель преломления пластин, а по формуле (65.4) оцените погрешность измерения.

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Какой свет называют естественным, поляризованным, частично поляризованным? 2. Виды поляризованного света. 3. Что такое плоскость поляризации? 4. В чем состоит закон Брюстера? 5. Объясните методику определения угла Брюстера в данной лабораторной работе.

Лабораторная работа № 66 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРА В РАСТВОРЕ С ПОМОЩЬЮ КРУГОВОГО ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы: изучить явление оптической активности; измерить концентрацию сахара в растворе по углу вращения плоскости поляризации.

1. Теоретическое введение

Некоторые твердые вещества (кварц, сахар, киноварь) и жидкости (водный раствор сахара, винная кислота, скипидар) обладают способностью вращать плоскость поляризации линейно поляризованного света. Такие вещества называются *оптически активными*.

В оптически активных кристаллах и чистых жидкостях угол поворота плоскости поляризации пропорционален толщине слоя вещества l :

$$\varphi = \alpha l, \quad (66.1)$$

где α – *постоянная вращения*. Постоянная вращения α зависит от природы вещества, температуры и длины волны света (табл. П8).

Вдали от полос поглощения света веществом зависимость α от λ удовлетворяет закону Био:

$$\alpha \sim \frac{1}{\lambda^2}. \quad (66.2)$$

Для растворов постоянная вращения α пропорциональна концентрации C оптически активного вещества

$$\alpha = \alpha_0 C, \quad (66.3)$$

где α_0 – удельная постоянная вращения.

С учетом формулы (66.1) получим, что для растворов угол поворота плоскости поляризации равен

$$\varphi = \alpha_0 Cl. \quad (66.4)$$

Постоянная и удельная постоянная вращения обычно измеряются в $[\alpha] = \text{угл. мин} \cdot \text{м}^{-1}$, $[\alpha_0] = \text{угл. мин} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяются на *право-* и *лево-вращающие*. Правовращающие вещества поворачивают плоскость поляризации по часовой стрелке (для наблюдателя, который смотрит навстречу лучу), левовращающие – против часовой стрелки. Направление вращения (относительно луча) не зависит от направления луча в оптически активной среде. Поэтому если, например, луч, прошедший вдоль оптической оси оптически активного кристалла, отразить зеркалом и заставить пройти через кристалл еще раз в обратном направлении, то восстанавливается первоначальное положение плоскости поляризации.

Для объяснения вращения плоскости поляризации света французский физик Огюстен Жан Френель предложил модель, в которой это явление рассматривается как проявление своеобразного двойного лучепреломления. Он предположил, что лучи, поляризованные по кругу и имеющие правую или левую поляризацию, распространяются в оптически активных веществах с различной скоростью. Известно, что линейно поляризованный свет можно представить как результат сложения двух поляризованных по кругу волн с правой $\vec{E}_\text{п}$ и левой $\vec{E}_\text{л}$ поляризацией, причем у этих волн одинаковая частота ω и амплитуда E . Если скорости распространения обеих волн одинаковы ($v_\text{п} = v_\text{л}$), то световые векторы $\vec{E}_\text{п}$ и $\vec{E}_\text{л}$ поляризованных по кругу волн будут поворачиваться на одинаковые по величине углы ($\varphi_\text{п} = \varphi_\text{л}$), а их векторная сумма \vec{E} в каждый

момент времени будет лежать в одной и той же плоскости AA' (рис. 66.1, а). Если скорости распространения обеих волн окажутся неодинаковыми, то по мере прохождения света через вещество некоторого расстояния l один из векторов, \vec{E}_Π или \vec{E}_Δ , будет отставать в своем вращении от другого вектора ($\varphi_\Pi \neq \varphi_\Delta$), в результате чего плоскость BB' , в которой лежит их векторная сумма \vec{E} , будет поворачиваться относительно первоначальной плоскости AA' на некоторый угол φ (рис. 66.1, б).

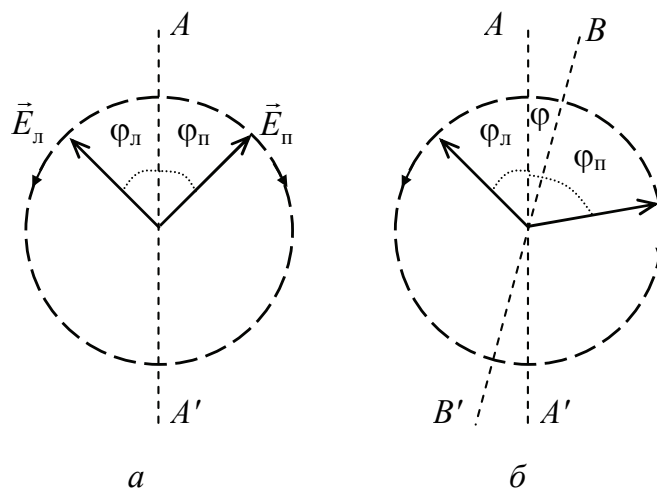


Рис. 66.1

Угол поворота плоскости поляризации будет равен ($v_\Pi > v_\Delta$):

$$\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_\Pi - \varphi_\Delta) = \frac{1}{2}(\omega t_\Delta - \omega t_\Pi) = \frac{1}{2}\left(\omega \frac{l}{v_\Delta} - \omega \frac{l}{v_\Pi}\right) = \frac{1}{2}\omega \left(\frac{1}{v_\Delta} - \frac{1}{v_\Pi}\right)l, \quad (66.5)$$

где t_Π и t_Δ – время распространения в среде волн с правой и левой поляризацией.

Сравнивая выражения (66.5) и (66.1), получаем постоянную вращения плоскости поляризации:

$$\alpha = \frac{1}{2}\omega \left(\frac{1}{v_\Delta} - \frac{1}{v_\Pi}\right) = \frac{\pi c}{\lambda_0} \left(\frac{1}{v_\Delta} - \frac{1}{v_\Pi}\right) = \frac{\pi}{\lambda_0}(n_\Delta - n_\Pi), \quad (66.6)$$

где c и λ_0 – скорость света и длина волны в вакууме; n_Π и n_Δ – показатели преломления для световых волн с правой и левой поляризацией.

Если $n_\Pi < n_\Delta$, то вещество правовращающее, если $n_\Pi > n_\Delta$, то левовращающее.

Различие в скоростях света с разным направлением круговой поляризации обуславливается асимметрией молекул веществ либо асимметричным размещением атомов в кристалле. Было установлено, что оптически активные вещества существуют в двух разновидностях – правовращающей и левовращающей. В кристаллографии две такие формы кристаллов называют *энантиоморфными*, а в химии такие вещества называют *оптическими изомерами*. Обе разновидности отличаются только направлением вращения плоскости поляризации, а значение постоянной вращения α у них одинаково.

Оптически неактивные вещества способны вращать плоскость поляризации света, если поместить их в магнитное поле. Это явление было обнаружено Майклом Фарадеем в 1845 г. и названо в его честь. *Эффект Фарадея* наблюдается только при распространении света вдоль направления вектора намагниченности вещества. Угол поворота φ плоскости поляризации пропорционален пути l , который проходит свет в веществе, и намагниченности вещества, пропорциональной напряженности H магнитного поля:

$$\varphi = V l H, \quad (66.7)$$

где V – *постоянная Верде*.

Значение V зависит от природы вещества, длины волны λ и для большинства веществ практически не зависит от температуры. Направление вращения зависит от направления магнитного поля и не зависит от направления луча. Если плоскополяризованный свет пропустить через намагниченное вещество и, отразив от зеркала, пропустить обратно, то угол поворота удвоится.

Магнитное вращение плоскости поляризации света обусловлено прецессией электронных орбит во внешнем магнитном поле, что приводит к вращательной анизотропии вещества. Если линейно поляризованную волну представить как результат сложения двух волн с правой и левой круговыми поляризациями, то их взаимодействие с веществом в этом случае будет различным, так как вращение светового вектора \vec{E} одной волны будет совпадать по направлению с прецессионным движением орбит, а второй – противоположно направлению прецессионного движения. Поэтому скорость распространения света с левой и правой круговой поляризацией будет различна, и плоскость поляризации волны будет поворачиваться по мере ее прохождения в среде.

2. Описание установки и метода измерений

Явление оптической активности положено в основу очень точного и быстрого метода определения концентрации оптически активного вещества. Принципиальная схема такого метода представлена на рис. 66.2.

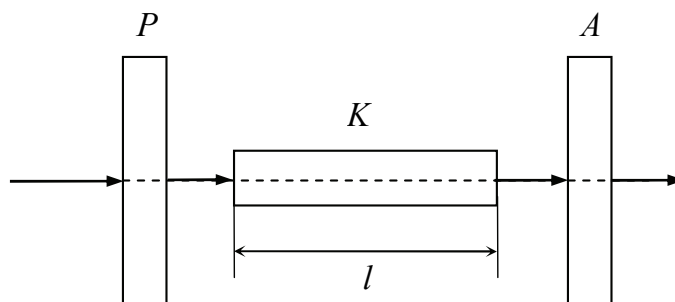


Рис. 66.2

Анализатор A может вращаться вокруг оси, совпадающей с лучом света. В процессе измерений определяют два его положения. Первое положение анализатора соответствует углу φ_1 , при котором линейно поляризованный свет, вышедший из поляризатора P , не проходит сквозь систему, содержащую кювету K с растворителем. Второе положение соответствует углу φ_2 , при котором свет не проходит сквозь систему, содержащую кювету с раствором оптически активного вещества. В результате определяют угол поворота $\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$ плоскости поляризации света, прошедшего слой исследуемого вещества толщиной l . По углу поворота φ с помощью формулы (66.1) можно определить постоянную вращения α . А по известному значению коэффициента удельного вращения α_0 для растворенного вещества с помощью формулы (66.2) можно определить концентрацию этого вещества. Специальные приборы, используемые для определения концентрации растворенных оптически активных веществ, называются *поляриметрами*. Если поляриметры предназначены для определения сахара в растворе, то они называются *сахариметрами*.

Для более точного измерения используют *полутеневые* устройства, в которых анализатор или поляризатор заменяют на полутеневую призму. Схема простейшего полутеневого поляриметра изображена на рис. 66.3.

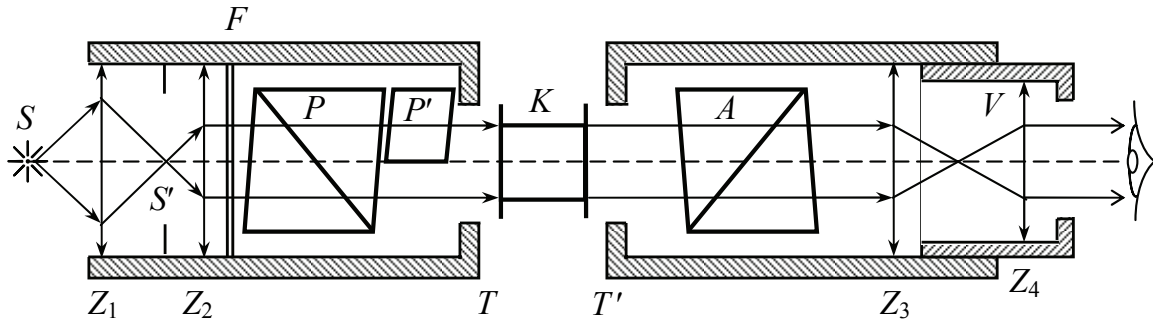


Рис. 66.3

Свет от источника S , проходя через оптическую часть прибора (Z_1, S', Z_2, F), попадает в полутеневого поляризатор, состоящий из двух призм P и P' , главные сечения которых повернуты на небольшой угол 2β . Призмы создают два линейно поляризованных колебания OP и OP' , разделенных углом 2β (рис. 66.4). Призма P' делит поле зрения, ограниченное круглой диафрагмой T , на две равные половины. Световой пучок в отсутствие кюветы K с исследуемым веществом непосредственно падает на анализатор A , а затем попадает в глаз наблюдателя. Так как плоскости поляризованных световых колебаний в обеих половинах пучка составляют 2β , то обе половины зрения будут освещены в общем случае неодинаково (рис. 66.4, *a, в*). Одинаковая освещенность устанавливается в том случае, когда главное сечение анализатора A будет расположено параллельно (или перпендикулярно) биссектрисе AB угла между колебаниями OP и OP' (рис. 66.4, *б*).

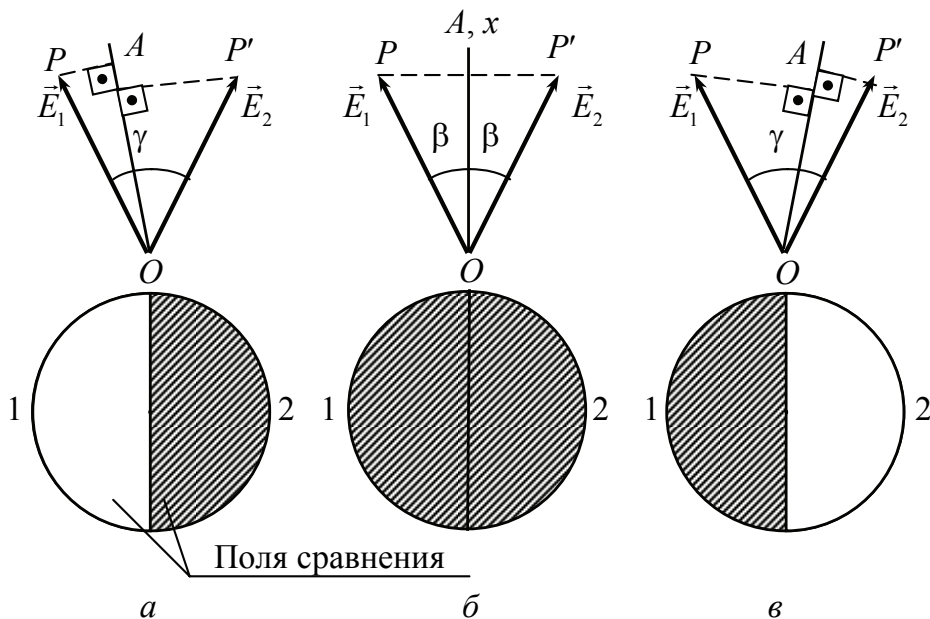


Рис. 66.4

Получить равенства освещенностей полей можно с помощью зрительной трубы V , состоящей из объектива Z_3 и окуляра Z_4 .

Естественный свет, прошедший через поляризатор, разделяется на два одинаковых по интенсивности плоскополяризованных пучка, плоскости поляризации которых повернуты друг относительно друга на тот же угол $\gamma = 2\beta$. При прохождении через анализатор A (поляроид) интенсивности вышедших пучков будут зависеть от положения главной плоскости анализатора относительно направлений колебания светового вектора в пучках. Это поясняет рис. 66.4, на котором \vec{E}_1 и \vec{E}_2 – световые векторы обоих пучков; OA – главная плоскость анализатора. Амплитуды колебаний световых векторов в пучках, прошедших через анализатор, равны проекциям векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 на направление AO . В общем случае эти проекции различны, поэтому и интенсивности обоих пучков будут отличаться друг от друга. Для уравнивания интенсивностей пучков (яркостей полей сравнения в поляриметре) анализатор A достаточно повернуть в положение, при котором его главная плоскость совпадает с биссектрисой угла γ . 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.

Следовательно, если между двумя скрещенными под углом 90° поляроидами P и A помещена кювета K известной длины l с раствором оптически активного вещества, то при прохождении света через кювету плоскость его поляризации повернется на некоторый угол φ , в результате чего поле зрения просветлеет. Для восстановления прежнего затемнения анализатор A нужно повернуть на такой же угол φ . Зная удельную постоянную вращения α_0 данного вещества и длину кюветы l , можно, измерив угол поворота плоскости поляризации φ , определить концентрацию раствора C по формуле (66.4).

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения результатов измерений.

$l =$		$\alpha_0 =$		
$X_0,$	$X,$	$\varphi,$	$\langle\varphi\rangle,$	$C,$

2. Перед выполнением лабораторной работы изучите приложение к работе, описывающее устройство и принцип работы поляриметра. Занесите в таблицу длину l кюветы и удельную постоянную вращения α_0 сахара в водном растворе (указаны в приложении).

Включите установку с разрешения преподавателя или лаборанта.

3. Установите в поляриметр трубку (кювету) с дистиллированной водой. Уравняйте яркость полей сравнения, определите нулевой отсчет X_0 (измерения проводятся полутеневым методом) и занесите это значение в таблицу.

4. Установите в поляриметре трубку с раствором сахара в воде, уравняйте яркость полей сравнения и определите отсчет X . Определите угол поворота плоскости поляризации $\varphi = |X - X_0|$. Значения занесите в таблицу.

5. Пункты 3 и 4 повторите не менее 3 раз и рассчитайте средний угол $\langle\varphi\rangle$ поворота плоскости поляризации. Используя значение $\langle\varphi\rangle$, по формуле (66.4) определите концентрацию сахара в растворе.

6. Подготовьте выводы по лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие вещества называют оптически активными? Какие разновидности этих веществ бывают? 2. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации? 3. Запишите формулы, определяющие угол поворота плоскости поляризации для чистых веществ и растворов. Поясните их. 4. Чем обусловлено вращение плоскости поляризации? 5. В чем суть эффекта Фарадея? 6. От чего зависит постоянная Верде? 7. Поясните принцип работы полутеневого поляриметра.

Лабораторная работа № 67 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Цель работы: освоить методику измерения показателя преломления n жидкостей рефрактометром; определить концентрацию исследуемого раствора.

1. Теоретическое введение

Для характеристики изотропной среды, в которой распространяется свет, вводится понятие *показателя преломления*. Показатель преломления вещества – это параметр, характеризующий степень взаимодействия вещества с падающим на него излучением. Показатель преломления зависит от длины волны и структуры, от состава вещества. Изучая его значения, можно определить структуру сложных молекул и установить типы химических связей между атомами, определить с большой точностью процентный состав газообразных и жидких смесей, измерить их плотности, исследовать диффузию и другие явления, происходящие в различных средах. Величина показателя преломления вещества также зависит от таких факторов, как плотность, температура, давление. Молекулы каждого вещества отличаются своим строением, поэтому внешнее давление влияет на плотность среды, деформируя молекулы, и ведет к изменению показателя преломления исследуемых сред в разной степени. Для прозрачных веществ показатель преломления измеряется по углу отклонения падающего на вещество излучения.

Рефракцией (преломлением) называется изменение направления прямолинейного распространения света при переходе из одной оптической среды в другую. Рефрактометрические методы исследования различных веществ направлены на определение показателя преломления среды. Рефрактометр – физический прибор для измерения показателя преломления исследуемых веществ.

Абсолютный показатель преломления показывает, во сколько раз скорость c света в вакууме больше фазовой скорости v света в среде:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (67.1)$$

Значения показателя преломления характеризуют оптическую плотность среды. Среда, имеющая большее значение абсолютного показателя преломления, называется оптически более плотной средой по сравнению со средой, имеющей меньшее значение абсолютного показателя преломления.

При падении световых лучей на границу раздела двух сред происходит отражение и преломление света, которое описывается следующими законами.

Закон отражения света:

- 1) угол отражения γ равен углу падения α : $\gamma = \alpha$;
- 2) лучи падающий и отраженный находятся в одной плоскости с перпендикуляром, опущенным на поверхность раздела сред в точку падения (рис. 67.1).

Закон преломления света:

- 1) луч падающий 1 , луч преломленный 3 и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения луча, лежат в одной плоскости (рис. 67.1);

- 2) отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (67.2)$$

где n_1 и n_2 – абсолютные показатели преломления первой и второй среды соответственно; n_{21} – *относительный показатель преломления* второй среды относительно первой.

Относительный показатель преломления второй среды относительно первой n_{21} – физическая величина, показывающая, во сколько раз фазовая скорость v_1 распространения света в первой среде больше (или меньше), чем фазовая скорость v_2 распространения света во второй среде:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c}{v_2} \frac{v_1}{c} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (67.3)$$

Рассмотрим переход светового луча из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_2 < n_1$ или $n_{21} < 1$). Из закона преломления следует, что $\beta > \alpha$ или $\sin \beta > \sin \alpha$, т. е. угол преломления β больше угла падения α .

С увеличением угла падения α увеличивается угол преломления β до тех пор, пока при некотором угле падения $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$ синус угла преломления ($\beta = \pi/2$) не станет равным единице, т. е. преломленный луч (рис. 67.2, луч 2) скользит по поверхности раздела двух сред. Угол $\alpha_{\text{пр}}$ называется *предельным углом падения*. Тогда имеем

$$\frac{\sin \alpha_{\text{пр}}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad \text{или} \quad \sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (67.4)$$

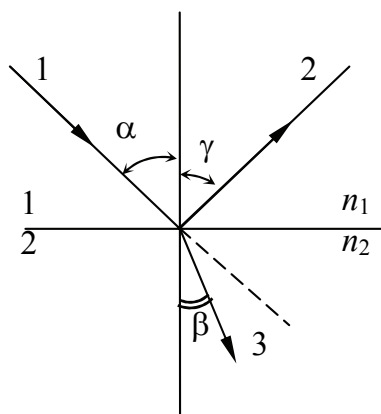


Рис. 67.1

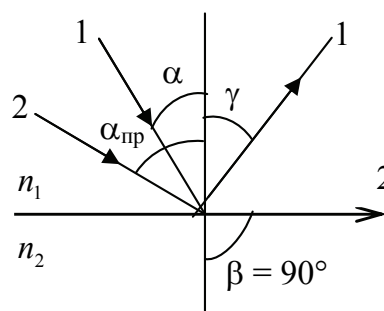


Рис. 67.2

По мере приближения угла падения к предельному углу интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного – растёт. При углах падения в пределах от $\alpha_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ ($\alpha > \alpha_{\text{пр}}$) луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. При угле падения $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$ свет полностью отражается от границы раздела, т. е. возникает явление *полного отражения света*, которое часто называют *полным внутренним отражением*.

Если второй средой является воздух, для которого $n_2 = 1$, то

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{1}{n_1}. \quad (67.5)$$

Явление полного отражения света можно наблюдать только при переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную среду при условии, что угол падения α луча больше предельного угла $\alpha_{\text{пр}}$.

Явление полного внутреннего отражения используется в очень распространенных в настоящее время волоконно-оптических линиях связи, в световодах, представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. Из световодов изготавливаются гибкие зонды, используемые в медицине, с помощью которых свет можно передавать по любой траектории. Они позволяют видеть и диагностировать внутренние органы человека, например внутренность желудка и т. п.

2. Описание установки и метода измерений

Измерения проводят при дневном свете, или при включенном осветителе в проходящем свете через прозрачную исследуемую

среду, или в отраженном свете, когда исследуемая среда существенно поглощает или рассеивает свет.

В качестве лабораторной установки используется рефрактометр ИРФ-454 Б2М (рис. 67.3), который состоит из следующих основных частей: металлического корпуса 1, маховика 2 для перемещения изображения границы света и тени, маховика 3 компенсатора для устранения окрашенности границы света и тени, окуляра 4, рефрактометрического блока 5, состоящего из оправы подвижной осветительной призмы 6 и оправы неподвижной измерительной призмы 7. Рефрактометрический блок снабжен застежкой 8, предназначенной для фиксации оправы подвижной осветительной призмы 6, и рукояткой 9 для ее поворота. С обратной стороны корпуса 1 располагается зеркало 10 для изменения освещенности шкалы показателей преломления.

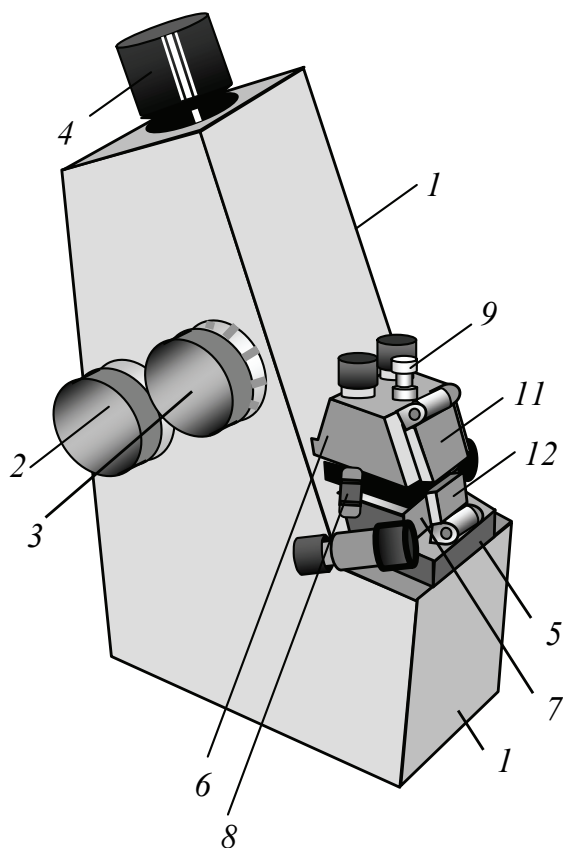


Рис. 67.3

На рис. 67.4 представлена оптическая схема рефрактометра ИРФ-454 Б2М. При работе в проходящем свете зеркало 2 должно быть закрыто, а свет направляют на осветительную призму 3.

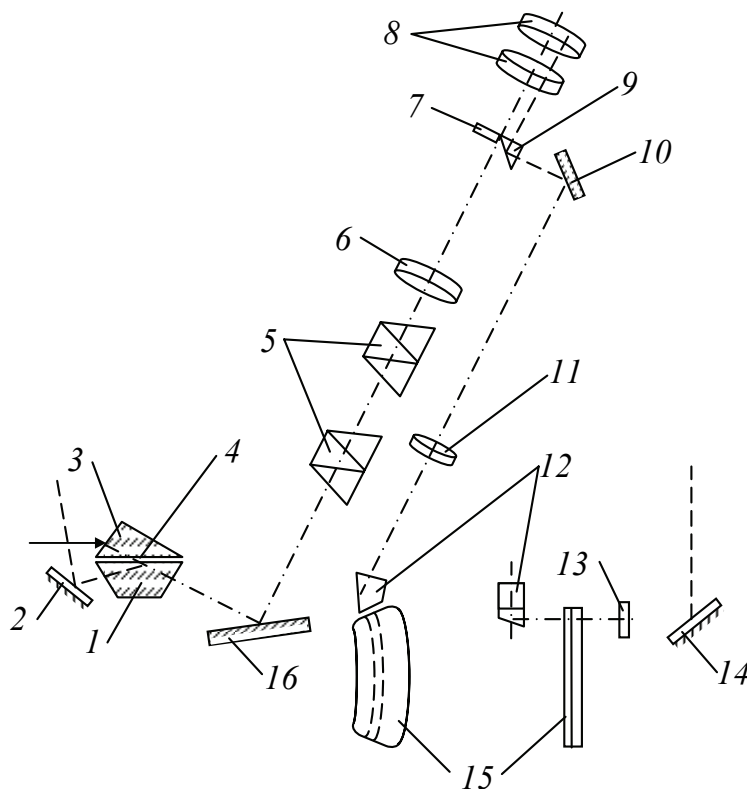


Рис. 67.4

Прошедший свет рассеивается на матовой грани призмы 3, входит в исследуемую среду 4 и падает на полированную рабочую грань измерительной призмы 1 в виде множества пучков лучей, идущих под различными углами. Лучи, идущие под углами $\varphi \leq 90^\circ$ относительно нормали к рабочей грани измерительной призмы 1, преломляются, проходят призму 1, отражаются от зеркала 16, проходят компенсатор 5, линзу 6 и фокусируются в плоскости перекрестия сетки 7 в виде светлого и темного полей с резкой границей между ними, которая соответствует величине предельного угла преломления. В ту же плоскость сетки 7 и плоскость грани призмы 9 с нанесенной на ней риску с помощью зеркала 10, объектива 11 и призмы 12 проектируется подвижная шкала 15, которая жестко связана с зеркалом 16. Подсветка шкалы 15 осуществляется с помощью поворотного зеркала 14 и светофильтра 13 естественным светом.

С помощью окуляра 8 наблюдают одновременно положение границы света и тени относительно неподвижного перекрестия сетки 7 и изображение фрагмента шкалы 15 относительно неподвижной риски призмы 9.

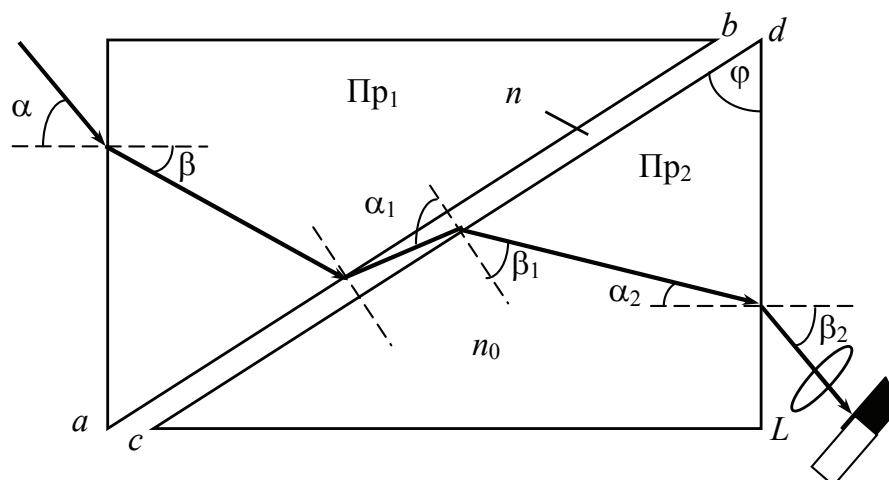


Рис. 67.5

Рефрактометры применяются в основном для быстрого определения показателей преломления чистых жидкостей или растворов, взятых в небольших количествах, показатели преломления которых лежат в пределах 1,3–1,7 (табл. П9). Световой луч падает на двойную призму, представляющую собой две прямоугольные призмы (рис. 67.5). Призмы изготовлены из тяжелого стекла (флинт), показатель преломления которого несколько больше 1,7. Грань ab осветительной призмы Пр_1 матовая и служит для освещения рассеянным светом жидкости, нанесенной тонким слоем в узкий зазор между призмами. Свет, рассеянный матовой гранью верхней призмы, проходит плоскопараллельный слой исследуемого раствора и падает на диагональную грань cd нижней призмы Пр_2 под различными углами в пределах от 0 до 90° . Пучок света, угол падения которого равен 90° , называется скользящим. Так как показатель преломления призмы Пр_2 больше, чем показатель преломления жидкости, то скользящий световой пучок, преломляясь на границе жидкость – стекло, пойдет в нижней призме под предельным углом преломления β_1 . Преломление светового пучка при переходе из жидкости в призму Пр_2 в этом случае подчинено закону полного внутреннего отражения, т. е.

$$n = n_0 \sin \beta_1, \quad (67.6)$$

где n – показатель преломления исследуемого раствора; n_0 – показатель преломления стекла, из которого сделана призма Пр_2 .

В точке на выходе светового пучка из призмы Пр_2 имеем

$$n_0 \sin \alpha_2 = \sin \beta_2. \quad (67.7)$$

Выходящий пучок света представляет собой границу распространения света, прошедшего призму со стороны наименьших углов β_2 . Из рис. 67.5 видно, что преломляющий угол призмы равен

$$\varphi = \beta_1 + \alpha_2. \quad (67.8)$$

Из соотношений (67.6–67.8) следует соотношение, связывающее искомый показатель преломления n с предельным углом выхода β_2 :

$$n = \sin \varphi \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \beta_2} - \cos \varphi \cos \beta_2. \quad (67.9)$$

Если на пути выхода лучей расположить собирающую линзу L , то в ее фокальной плоскости будет наблюдаться резкая граница света и темноты, положение которой определяется углом β_2 , а следовательно, показателем преломления раствора n .

Устойчивая работа рефрактометра будет осуществляться лишь в том случае, если освещение является монохроматическим (определенной длины волны). Дисперсия исследуемого вещества приводит к тому, что величина предельного угла зависит от длины световой волны. Поэтому при работе с источником полихроматического (набор различных длин волн) света граница света и тени, наблюдаемая в поле зрения окуляра, оказывается размытой и окрашенной. Для того чтобы получить четкое изображение границы раздела сред, перед объективом помещают компенсатор 5 (рис. 67.4) с переменной дисперсией, который устраняет спектральную окраску границы светотени. Составными частями компенсатора являются две одинаковые призмы Амичи, каждая из которых состоит из трех склеенных призм (рис. 67.6), обладающих различными показателями преломления и различной дисперсией.

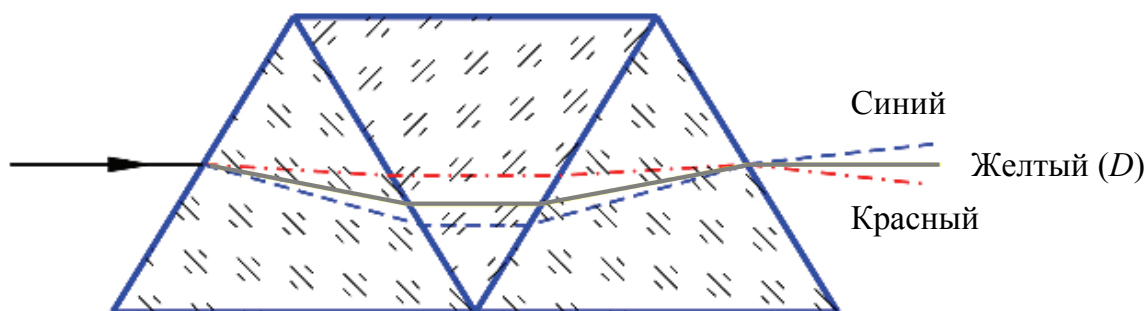


Рис. 67.6

Призмы рассчитываются так, чтобы монохроматический луч с длиной волны $\lambda_D = 589,3$ нм (среднее значение длины волны желтого дублета натрия) не испытывал отклонения. Лучи с другими длинами волн отклоняются в ту или иную сторону. Правильное положение компенсатора подбирается поворотом призм вокруг направления луча. Иначе говоря, призмный блок Аббе характеризуется некоторой величиной угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$. Если на пути этих лучей установить призму Амичи таким образом, чтобы ее угловая дисперсия, которая зависит также от поворота призмы, была равна по величине и противоположна по знаку угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$, то суммарная дисперсия системы будет равна нулю. При этом пучок цветных лучей соберется в белый луч, направление которого совпадает с направлением желтого луча D . Линия полного внутреннего отражения (в поле зрения окуляра зрительной трубы) представится в виде резкой неокрашенной границы между светлой и темной частями поля зрения, причем положение границы будет соответствовать предельному лучу D , хотя для освещения применялся белый свет. Таким образом, показания шкалы рефрактометра дают значения n_D .

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте табл. 67.1 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 67.1

Номер раствора	Концентрация раствора C , %	Показатель преломления, n			
		n_1	n_2	n_3	$\langle n \rangle$
1	0 (дистиллированная вода)				
2					
3					
4					
5					
6	x				

2. Расположите источник света так, чтобы наблюдения проводились в проходящем свете. Окно $I1$ осветительной призмы 6 должно быть открыто, а окно $I2$ измерительной призмы 7 закрыто зеркалом (рис. 67.3).

3. Отстегните застежку 8 рефрактометрического блока и откиньте верхнюю часть осветительной призмы 6 рефрактометра.

Осветительную призму за рукоятку 9 можно откинуть на угол $\approx 100^\circ$ в сторону, противоположную застежке 8.

4. На чистую полированную поверхность измерительной призмы 7 нанесите осторожно стеклянной палочкой, не касаясь поверхности призмы, 2–3 капли дистиллированной воды и опустите верхнюю часть осветительной призмы 6, прижав ее застежкой 8.

5. Откройте зеркало 10 и, фокусируя окуляр 4, получите резкие изображения поля зрения, визира (перекрестия) и шкалы (рис. 67.7). Поворотом зеркала 10 добейтесь наилучшей освещенности шкалы.

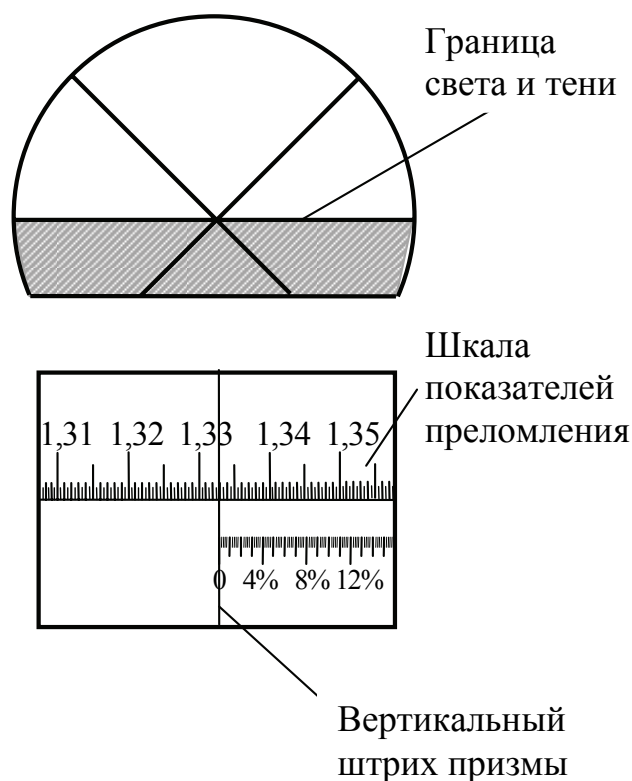


Рис. 67.7

6. Вращая маховик 2, получите в поле зрения окуляра границу света и тени (рис. 67.3). Линия раздела должна быть резкой и без цветной окраски. Последнее достигается поворотом рукоятки маховика компенсатора 3.

7. Наблюдая в окуляр, маховиком 2 наведите границу света и тени точно на центр перекрестия и по шкале показателей преломления снимите отсчет (рис. 67.3). Индексом для отсчета служит неподвижный вертикальный штрих призмы. Цена деления шкалы –

$5 \cdot 10^{-4}$. Целые, десятые, сотые и тысячные доли отсчитывайте по шкале, десятитысячные доли оценивайте на глаз.

8. При правильной настройке рефрактометра показание шкалы при выполнении пункта 7 должно соответствовать показателю преломления дистиллированной воды, приведенному в табл. 67.2 для различных температур. Если в результате измерения получится другое значение, то следует определить поправку к показаниям прибора $\Delta n = n_{\text{изм}} - n_{\text{д}}$.

Таблица 67.2

Температура, °С	$n_{\text{д}}$
20	1,3330
21	1,3329
22	1,3328
23	1,3327
24	1,3326
25	1,3325

9. Отстегните застежку 8 рефрактометрического блока, откиньте верхнюю часть осветительной призмы 6 рефрактометра и чистой мягкой салфеткой удалите жидкости с рабочих поверхностей призм и оправ. Полированную грань измерительной призмы следует вытирать без нажима, чтобы не повредить полировку. Рефрактометрический блок после промывки подержите некоторое время открытым для просушки.

Внимание! Поверхности призм необходимо чистить после каждого измерения.

10. Измерьте показатели преломления n раствора различной концентрации C , повторяя пункты 3–7 и 9. Для этого на нижнюю призму нанесите (стеклянную палочку взять из первой баночки) поочередно растворы различной концентрации и, совмещая визир с границей раздела света и тени, определите по шкале показатели преломления растворов. Для каждого раствора измерение показателя преломления произведите три раза и найдите $\langle n \rangle$. Результаты измерений занесите в табл. 67.1.

11. Постройте график зависимости $n = f(C)$ для известных концентраций раствора и выразите ее аналитически.

12. Пользуясь полученной зависимостью, определите неизвестную концентрацию x раствора.

Вопросы для самоконтроля

1. Законы отражения и преломления света. 2. Что называется абсолютным и относительным показателем преломления? 3. Объясните явление полного внутреннего отражения. При каком условии оно наблюдается? 4. Что такое предельный угол полного внутреннего отражения? 5. Что такое рефракция, рефрактометрия, рефрактометр? 6. Расскажите о работе рефрактометра по методу полного внутреннего отражения. 7. Поясните оптическую схему рефрактометра ИРФ-454 Б2М. 8. Какую роль играет в приборе компенсатор дисперсии (призмы Амичи)?

Лабораторная работа № 68 ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Цель работы: изучить основы электронной теории дисперсии; установить зависимость показателя преломления стекла призмы от длины волны проходящего света; освоить методику расчета оптических характеристик стекол; определить разрешающую способность призмы.

1. Теоретическое введение

Дисперсией света называется зависимость фазовой скорости света v и показателя преломления n в среде от частоты проходящего через нее света (или длины волны):

$$v = f(\omega), \quad n = f(\omega), \quad (68.1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – частота света.

Под *фазовой скоростью* волны понимают скорость перемещения в пространстве волновой поверхности – поверхности, на которой колебания происходят в одной фазе. Определение фазовой скорости применимо только к монохроматической волне. Для света это означает распространение в пространстве волны, воспринимаемой наблюдателем как свет одного цвета. Дисперсия имеет место только в веществе и отсутствует в вакууме.

Абсолютным показателем преломления называется безразмерная величина, определяющая отношение фазовой скорости света в вакууме к скорости света в среде.

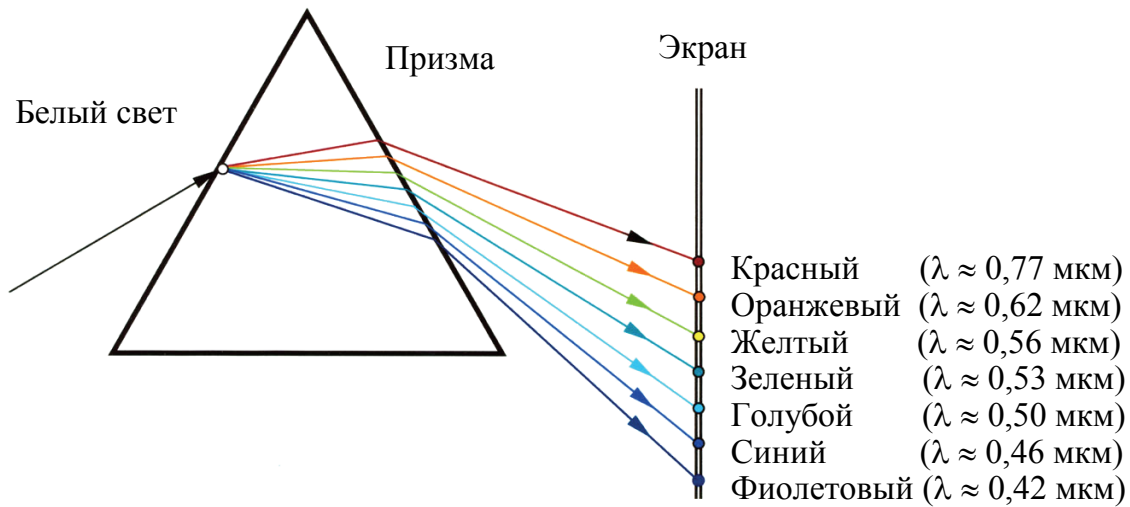


Рис. 68.1

Дисперсию можно наблюдать, пропуская белый свет через призму из оптически плотного стекла (рис. 68.1). При этом лучи разных длин волн, входящих в состав белого света, после прохождения призмы окажутся отклоненными на различные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр. Если на пути пучка света, прошедшего через призму, поставлен экран, то на экране наблюдается радужная полоска из многих цветов, которая называется *призматическим* (или *дисперсионным*) *спектром*. Зависимость n от λ нелинейная, т. е. $dn/d\lambda \neq \text{const}$. Для стекла в видимой области спектра $dn/d\lambda < 0$, т. е. n уменьшается с увеличением λ или n возрастает с увеличением ω , что и наблюдается на опыте. Высокочастотные (или то же самое, что коротковолновые) фиолетовые лучи больше отклоняются, чем низкочастотные красные. Подобная зависимость показателя преломления n среды от длины волны λ наблюдается для всех прозрачных веществ. Производную $dn/d\omega$ называют *дисперсией вещества*. Если при увеличении частоты показатель преломления увеличивается ($dn/d\omega > 0$) или при увеличении длины волны показатель преломления уменьшается ($dn/d\lambda < 0$), то дисперсию называют *нормальной*. Если при увеличении частоты показатель преломления уменьшается ($dn/d\omega < 0$) или при увеличении длины волны показатель преломления увеличивается ($dn/d\lambda > 0$), то дисперсию называют *аномальной*. Область аномальной дисперсии совпадает с полосой поглощения.

При исследовании дисперсии удобнее рассматривать зависимость показателя преломления от длины волны $n(\lambda)$, так как го-

раздо проще измерить показатель преломления, чем фазовую скорость.

Дисперсия света в среде объясняется взаимодействием электрического поля световой волны с валентными электронами атомов вещества. Последние связаны с ядром квазиупругой силой, вследствие чего, как любая упругая система, имеют собственные частоты колебаний ω_0 . При прохождении через вещество света электроны приходят в вынужденные колебания с частотой световой волны ω . При этом они испускают вторичные электромагнитные волны, которые накладываются на падающие волны. Результирующая волна имеет другую фазовую скорость $v = c/n$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; n – показатель преломления вещества.

Дисперсию света можно объяснить на основе электромагнитной теории света и электронной теории вещества. Согласно теории Максвелла, диэлектрическая проницаемость (ϵ) является постоянной величиной и, следовательно, показатель преломления (n) также постоянная величина, однако это не так – есть зависимость показателя преломления от длины волны. Кроме того, значения n не согласуются с опытными значениями. Данные противоречия преодолела электронная теория Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды равен

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (68.2)$$

где ϵ , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

В видимой области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}, \quad (68.3)$$

где диэлектрическая проницаемость среды $\epsilon = 1 + \chi$.

Диэлектрическая восприимчивость χ определяет поляризованность среды:

$$P = \chi\epsilon_0 E, \quad (68.4)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; E – напряженность электрического поля.

Тогда диэлектрическая проницаемость вещества равна

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (68.5)$$

Следовательно, с учетом выражения (68.3),

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}, \quad (68.6)$$

т. е. n зависит от P .

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны (оптические электроны). Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e – заряд электрона, x – смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна n_0 , то мгновенное значение поляризованности

$$P = n_0 p = n_0 ex. \quad (68.7)$$

Из формул (68.6) и (68.7) получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 ex}{\varepsilon_0 E}. \quad (68.8)$$

Следовательно, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего электрического поля напряженностью E электромагнитной волны. Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т. е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_m \cos \omega t$. Вынуждающая сила, действующая со стороны электромагнитной волны частотой ω , равна $F_{\text{вын}} = eE = eE_m \cos \omega t$.

Движение электронов в атоме описывается законами квантовой механики. Однако еще до ее создания Г. Лоренц показал, что для качественного объяснения дисперсии и многих других оптических явлений достаточно ограничиться гипотезой о существовании внутри атомов электронов, связанных с атомами квазиупругими силами.

Рассмотрим силы, действующие на оптический электрон массой m и зарядом e в этих условиях. В отсутствие внешних полей

электрон в атоме некоторым образом движется по внешней орбите. Это движение в рамках классической теории можно считать гармоническими колебаниями. Следовательно, квазиупругая сила $F_{\text{упр}} = -kx = -m\omega_0^2 x$ заставляет электрон колебаться гармонически с частотой ω_0 , которую называют частотой собственных незатухающих колебаний электрона.

Если среда поглощает проходящий через нее свет, то говорят, что среда «оказывает сопротивление», для описания которого по аналогии с затухающими колебаниями вводят силу сопротивления

$F_c = -r\dot{x} = -r \frac{dx}{dt}$, которая должна приводить к затуханию соб-

ственных колебаний. Коэффициент «сопротивления» r зависит от природы атома (молекулы) и характеризует поглощение света веществом.

Уравнение вынужденных колебаний электрона с учетом второго закона Ньютона ($ma = F_{\text{упр}} + F_c + F_{\text{вын}}$) запишется в виде

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\omega_0^2 x - r \frac{dx}{dt} + eE_m \cos \omega t. \quad (68.9)$$

Преобразовав его, получим

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{eE_m}{m} \cos \omega t$$

или

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_m \cos \omega t, \quad (68.10)$$

где $\beta = r/(2m)$, $\omega_0^2 = k/m$, $f_m = eE_m/m$.

Решив уравнение (68.10), найдем x в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т. е. решим задачу дисперсии. Решение уравнения (68.10) можно записать в виде $x = A \cos(\omega t - \varphi)$, где

$$A = \frac{f_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad \text{и} \quad \text{tg} \varphi = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (68.11)$$

Тогда

$$x = \frac{f_m \cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} = \frac{e}{m} \frac{E_m \cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (68.12)$$

Подставив формулу (68.12) в выражение (68.8), получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (68.13)$$

В видимом диапазоне оптически прозрачные стекла не поглощают свет (не имеют полос поглощения) или поглощение света мало. Поэтому в формуле (68.13) коэффициент затухания $\beta \rightarrow 0$ и слагаемым под корнем можно пренебречь.

В этом случае

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad \text{или} \quad n = \sqrt{1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)}}. \quad (68.14)$$

Из последнего выражения вытекает, что показатель преломления n зависит от частоты ω внешнего электрического поля. В области от $\omega = 0$ до $\omega = \omega_0$ n больше единицы и возрастает с увеличением ω (*нормальная дисперсия*). В области от $\omega = \omega_0$ до $\omega = \infty$ n меньше единицы и также возрастает с увеличением ω (*нормальная дисперсия*). Разрыв функции $n(\omega)$ при $\omega = \omega_0$ и обращение ее в бесконечность не имеют физического смысла. В данном случае такой результат получается вследствие пренебрежения величиной коэффициента затухания. Так как коэффициент затухания β во много раз меньше, чем циклическая частота ω , то влияние затухания обнаруживается только в области поглощения, т. е. $\omega \cong \omega_0$. В этой области (полосы поглощения) наблюдается *аномальная дисперсия*. С учетом коэффициента затухания зависимость n от ω показана на рис. 68.2 и достаточно хорошо подтверждается экспериментальными данными.

Основную роль в изучении света играет хаотическое тепловое движение частиц (колебательное и вращательное), обусловленное

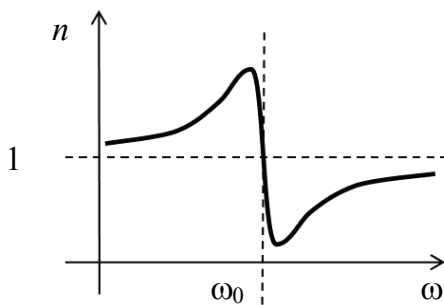


Рис. 68.2

высокой температурой. Для каждого химического элемента, находящегося в состоянии газа или пара, характерен вполне определенный спектр излучения (по числу спектральных линий, их цвету и взаимному расположению). На этом основан спектральный метод определения химического состава вещества — *спектральный анализ*.

Методом количественного спектрального анализа удается определить весьма малые количества данного элемента в составе сложного вещества (порядка 10^{-13} кг).

Если свет пропустить через газ или пар, то в спектре появляются черные линии (или полосы), которые соответствуют линиям (или полосам) спектра излучения данного газа (или пара). Такого рода спектр называется *спектром поглощения*. Он обусловлен тем, что газы поглощают точно те же линии, которые они сами излучают. Например, на сплошном спектре излучения Солнца отчетливо видны черные линии поглощения, принадлежащие гелию атмосферы (фотосферы) Солнца. Исследование спектров имеет очень большое значение для выяснения процессов, происходящих в атомах или молекулах, и познания структуры молекул.

2. Описание установки и метода измерений

Функциональная схема лабораторной установки в упрощенном виде показана на рис. 68.3. Измерения проводятся на гониометре 1 (описание конструкции см. в лабораторной работе № 63) по «углу наименьшего отклонения» светового пучка стеклянной призмой. Источником света служит ртутная лампа. Таким образом, показатель преломления стекла измеряется для дискретного ряда длин волн, соответствующих спектральным линиям излучения разряда в парах ртути.

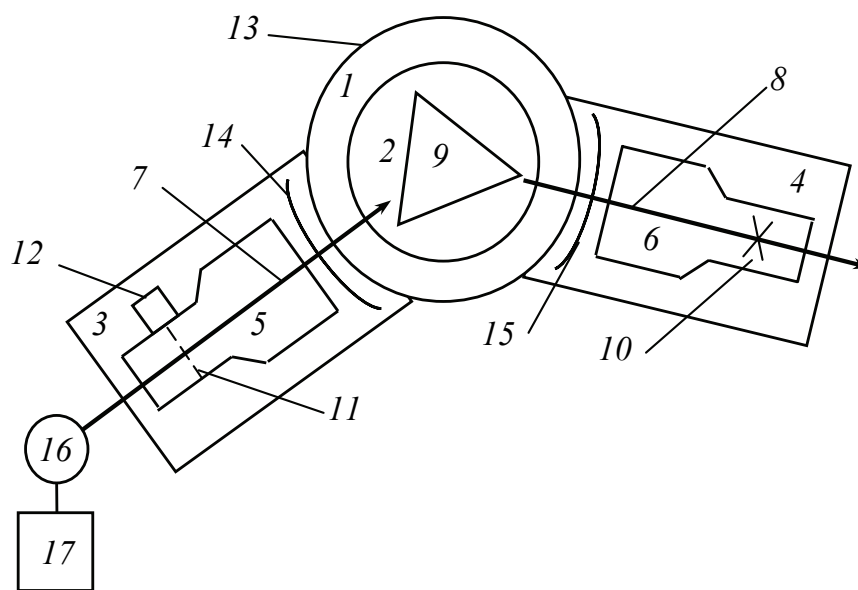


Рис. 68.3

Явление дисперсии наиболее часто используется для разложения сложного света в призмах, представляющих собой прозрачный многогранник. Простейшей спектральной призмой является призма треугольного сечения. При прохождении света через призму пучок лучей в результате двукратного преломления отклоняется к ее основанию на некоторый угол δ по отношению к падающему лучу. Если через призму проходит немонохроматический свет, то углы отклонения δ будут различными для различных монохроматических лучей вследствие зависимости n от длины волны λ .

Оптически прозрачные вещества, используемые в технике, называют оптическими стеклами. Оптические стекла бывают природного и искусственного происхождения. Они обладают различными показателями преломления и различными дисперсиями. Для объективности сравнения различных оптических стекол в физических и технических справочниках приводят сведения об их показателях преломления для одних и тех же длин волн: для желтой линии натрия (589,3 нм), красной и голубой линий водорода (656,3 и 486,1 нм). Линии излучения атомов обозначают прописными и строчными буквами латинского алфавита. В частности, желтая линия гелия обозначается D , красная линия водорода – C , а голубая линия водорода – F . В таблицах показатели преломления оптических стекол для длин волн соответствующих линий обозначают как n_D , n_C и n_F .

Наличие дисперсионных кривых дает возможность найти более важные для оптической промышленности характеристики стекол (в нашем случае материала призмы), какими являются *показатель преломления n_D для желтой линии натрия ($\lambda_D = 589,3$ нм); средняя дисперсия:*

$$\delta_n = n_F - n_C, \quad (68.15)$$

где n_F и n_C – показатели преломления для голубой ($\lambda_F = 486,1$ нм) и красной ($\lambda_C = 656,3$ нм) линий водорода; *коэффициент дисперсии (или число Аббе) для практического сравнения дисперсионных свойств оптических материалов*

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \quad (68.16)$$

Чем больше число Аббе, тем медленнее меняется коэффициент преломления в оптическом диапазоне длин волн (разница $n_F - n_C$ меньше, следовательно, коэффициент дисперсии v больше).

В справочниках также обычно приводится среднее значение показателя преломления, которое рассчитывается между показателями преломления n_C и n_F линий водорода:

$$\bar{n} = \frac{1}{2}(n_C + n_F). \quad (68.17)$$

Для полной характеристики оптических материалов определяются показатели преломления для длин волн всего оптического диапазона.

В настоящей работе используется стеклянная призма треугольного сечения. На рис. 68.4 показан ход монохроматического луча в призме с преломляющим углом φ . Пусть угол падения на первую преломляющую грань AB призмы равен α , а угол преломления на этой грани равен β . Тогда показатель преломления n материала призмы (относительно воздуха) определяется соотношением, которое следует из закона преломления:

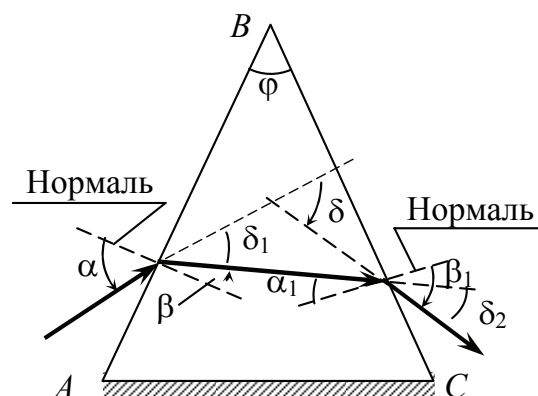


Рис. 68.4

$$n = \sin \alpha / \sin \beta. \quad (68.18)$$

Из рис. 68.4 видно, что угол отклонения $\delta = \delta_1 + \delta_2$. Но $\delta_1 = \alpha - \beta$, $\delta_2 = \beta_1 - \alpha_1$, тогда $\delta = \alpha - \beta + \beta_1 - \alpha_1$. Поскольку $\beta + \alpha_1 = \varphi$, то $\delta = \alpha + \beta_1 - \varphi$. Из последнего соотношения следует, что угол отклонения δ луча зависит от угла падения α . Для любой призмы существует такое значение угла падения α , при котором угол отклонения δ имеет наименьшее значение. Это значение угла δ называется *углом наименьшего отклонения*. Можно показать, что такая ситуация имеет место при симметричном ходе лучей относительно призмы, т. е. при $\beta_1 = \alpha$ и $\beta = \alpha_1$. В этом случае $\varphi = 2\beta$ и $\delta = 2\alpha - \varphi$, откуда $\beta = \varphi/2$, $\alpha = (\varphi + \delta)/2$. Полученные значения β и α позволяют соотношение (68.18) записать в виде

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\varphi + \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}. \quad (68.19)$$

Формула (68.19) позволяет экспериментально измерить показатель преломления материала призмы для различных длин волн света.

Разрешающая способность спектральной призмы определяется в соответствии с критерием Рэлея исходя из того, что угловое расстояние между максимумами двух соседних спектральных линий больше или равно угловому расстоянию от максимума до ближайшего минимума спектральной линии. Она оказывается равной произведению длины $b = AC$ (рис. 68.4) основания призмы на дисперсию ее показателя преломления:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}. \quad (68.20)$$

Согласно данной формуле единственным геометрическим параметром, от которого зависит разрешающая способность призмы, является ширина ее основания для случая, когда призма целиком заполнена светом. Это можно объяснить тем, что разрешающая сила частично определяется апертурой и частично дисперсией материала призмы. В том случае, если призма заполнена светом неполностью, величину b следует определять в виде разности путей в призме для крайних проходящих сквозь нее лучей.

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения и обработки результатов измерений.

Номер линии	Цвет линии (условно на глаз)	Интенсивность линии (условно на глаз)	λ , нм	γ_1 ,	γ_2 ,	δ ,	n ,
1	Красно-оранжевый	Средняя	623,4				
2	Красно-оранжевый	Низкая	607,2				
3	Желтый	Высокая	579,1				
4	Желтый	Высокая	577,0				
5	Зеленый	Высокая	546,1				
6	Голубой	Низкая	491,6				
7	Синий	Высокая	435,8				
8	Фиолетовый	Низкая	407,8				
9	Фиолетовый	Средняя	404,7				

2. Перед выполнением лабораторной работы изучите приложение, которое находится в лаборатории, описывающее устройство гониометра, методы его юстировки и измерения углов.

3. Включите освещение лимба 13 (рис. 68.3) и, вращая оправу окуляра зрительной трубы 6, получите резкое изображение шкалы лимба.

4. Включите ртутную лампу 16 и направьте свет от нее на щель коллиматора 5. Поверните зрительную трубу приблизительно до совмещения оптических осей коллиматора и зрительной трубы. Глядя в окуляр, получите в поле зрения четкое изображение щели коллиматора. Если изображение размыто, то вращением фокусирующего винта зрительной трубы добейтесь резкости. Вращением оправы окуляра получите четкое изображение отсчетного креста.

5. Совместите визирную нить зрительной трубы 6 с изображением щели коллиматора. Произведите отсчет угла γ_1 .

6. Установите призму 9 на столике гониометра так, чтобы свет из коллиматора падал на преломляющую грань призмы. Поворачивая зрительную трубу к основанию призмы, получите в поле зрения линейчатый спектр источника света.

7. Вращая столик с призмой и зрительную трубу гониометра, установите призму так, чтобы угол отклонения δ стал минимальным для одной из линий спектра. В опыте минимальный угол δ характеризуется тем, что при медленном вращении призмы смещающаяся линия спектра сначала останавливается, а при дальнейшем вращении призмы эта линия спектра возвращается назад. Положение призмы, при котором спектральная линия останавливается, характеризуется наименьшим углом отклонения δ . Столик с призмой в процессе измерений больше не поворачивайте.

8. Зафиксировав данное положение призмы, наведите визирную нить зрительной трубы гониометра на первую красно-оранжевую спектральную линию и произведите отсчет γ_2 , под которым видна эта линия (углы γ_2 для спектральных линий, изображенных пунктиром на рис. 68.5, не снимать).

9. Выполните отсчет угла γ_2 для всех линий спектра, длины волн которых приведены на рис. 68.5. Результаты измерений занесите в таблицу.

10. Вычислите угол наименьшего отклонения $\delta = |\gamma_2 - \gamma_1|$ для данной линии спектра и по формуле (68.19) определите n . Значение $\varphi = 60^\circ$.

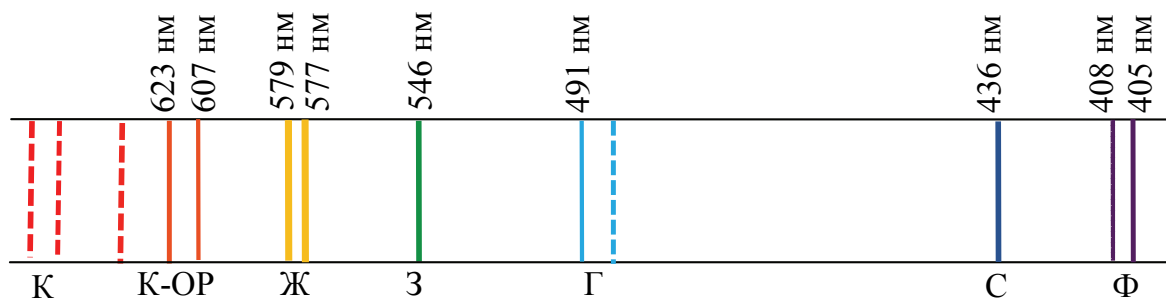


Рис. 68.5

11. Постройте график зависимости $n = f(\lambda)$, т. е. *дисперсионную кривую*. По графику определите n_D , n_F и n_C . Используя соотношения (68.15)–(68.17), вычислите среднюю дисперсию δ_n , число Аббе ν и среднее значение показателя преломления \bar{n} для материала призмы.

12. По формуле (68.20) определите разрешающую способность спектральной призмы по двум желтым спектральным линиям.

Вопросы для самоконтроля

1. Какое явление называют дисперсией света? При каких условиях наблюдается нормальная, аномальная дисперсия света?
2. Как дисперсия света объясняется классической электронной теорией?
3. Какой зависимостью описывается дисперсия для оптических стекол в области видимого излучения?
4. Какие характеристики используются для описания оптических стекол в физических или технических справочниках (таблицах)?
5. Постройте ход лучей в призме. Призматический спектр.
6. Получите формулу для расчета показателя преломления по ходу лучей в треугольной призме.
7. Кратко опишите последовательность выполнения работы.

Лабораторная работа № 69 ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА ОТ ДАВЛЕНИЯ

Цель работы: экспериментально изучить зависимость показателя преломления воздуха от его давления с помощью интерферометра; измерить среднюю поляризуемость молекул воздуха.

1. Теоретическое введение

Оптические свойства среды, в которой распространяется свет, характеризуются показателем преломления. *Абсолютным показателем преломления среды* называют отношение скорости распространения света в вакууме c к скорости света в данной среде v :

$$n = \frac{c}{v}. \quad (69.1)$$

Показатель преломления – важная характеристика вещества, связанная с его физико-химическими свойствами. Он зависит от химического состава среды и ее физического состояния (от температуры, плотности, давления и т. п.), а также от длины волны света. Среда, обладающая бóльшим показателем преломления, называется *оптически более плотной*.

Согласно электромагнитной теории Максвелла скорость света в среде определяется соотношением

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (69.2)$$

где ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества.

Следовательно, показатель преломления (69.1) зависит от диэлектрических и магнитных свойств среды, в которой распространяется свет:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (69.3)$$

Для немагнитных сред $\mu = 1$, поэтому предыдущая формула принимает еще более простой вид:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (69.4)$$

Соотношение (69.4) справедливо для подавляющего большинства прозрачных веществ. При его использовании следует учитывать, что диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от длины волны излучения.

По величине показателя преломления можно судить о свойствах данного вещества. Он широко используется для идентификации химических соединений, количественного и структурного анализа, определения физико-химических параметров вещества. Измерение показателя преломления газов является важным и

надежным средством установления состава газовых смесей. Показатели преломления ряда веществ приведены в табл. Пб.

Найдем зависимость показателя преломления идеального газа от его давления. Для этого определим диэлектрическую проницаемость газообразного диэлектрика, состоящего из неполярных молекул. Воспользуемся соотношением

$$\varepsilon = 1 + \varkappa, \quad (69.5)$$

где \varkappa – диэлектрическая восприимчивость.

Под действием электрического поля световой волны происходит поляризация молекул газа. Возникающий у молекулы дипольный момент \vec{p} прямо пропорционален напряженности внешнего поля \vec{E} :

$$\vec{p} = \alpha \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (69.6)$$

где α – поляризуемость молекулы; ε_0 – электрическая постоянная. Поляризуемость определяется внутренними свойствами молекулы, она не зависит существенно от плотности вещества и температуры.

Поляризованность \vec{P} газа, т. е. дипольный момент единицы его объема, также прямо пропорциональна \vec{E} :

$$\vec{P} = n_0 \vec{p} = n_0 \alpha \varepsilon_0 \vec{E} = \varkappa \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (69.7)$$

где n_0 – концентрация молекул газа.

Отсюда следует, что

$$\varkappa = n_0 \alpha. \quad (69.8)$$

Из формулы (69.4) с учетом выражений (69.5), (69.8) найдем

$$n^2 - 1 = n_0 \alpha. \quad (69.9)$$

Примем во внимание, что показатель преломления газов (см. табл. Пб) близок к единице, поэтому

$$n^2 - 1 = (n - 1)(n + 1) \approx 2(n - 1). \quad (69.10)$$

Тогда из (69.9) следует выражение для показателя преломления газа:

$$n = 1 + \frac{n_0 \alpha}{2}. \quad (69.11)$$

Концентрация n_0 молекул идеального газа связана с его давлением p соотношением

$$n_0 = \frac{p}{kT}, \quad (69.12)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Подставляя формулу (69.12) в выражение (69.11), получим зависимость показателя преломления идеального газа от давления:

$$n = 1 + \frac{\alpha}{2kT} p. \quad (69.13)$$

Зависимость показателя преломления (69.13) от давления идеального газа является линейной. Из (69.13) следует, что при постоянной температуре изменение показателя преломления Δn пропорционально изменению давления Δp :

$$\Delta n = \frac{\alpha}{2kT} \Delta p. \quad (69.14)$$

Следует отметить, что в случае смеси газов под поляризованностью α молекул (табл. П10) в формуле (69.13) надо понимать среднюю величину поляризованности всех молекул.

2. Описание установки и метода измерений

Трудность измерения показателя преломления газов состоит в том, что он мало отличается от единицы, а его изменение Δn мало отличается от нуля, поэтому для газов не годятся методы измерения показателя преломления, применяемые для твердых и жидких тел (например, основанные на законе преломления света). Оптические измерения требуемой точности возможны при использовании интерферометрических методов. С помощью интерферометров можно определять незначительные изменения показателя преломления при изменении внешних факторов (температуры, давления, посторонних примесей и т. д.) до седьмого-восьмого знака после запятой.

Интерферометрами называют оптические измерительные приборы, действие которых основано на явлении интерференции света. Принцип действия всех интерферометров одинаков, и различаются они лишь методами получения когерентных волн и тем,

какая величина непосредственно измеряется. В интерферометре пучок света с помощью того или иного устройства разделяется на две (или более) когерентные световые волны, которые проходят различные оптические пути, а затем сводятся вместе и интерферируют. Вид интерференционной картины зависит от способа разделения пучка света и спектрального состава источника света. Чаще всего это бывает ряд чередующихся темных и светлых полос, цвет которых определяется длиной волны света λ , используемого в интерферометре. Если одна волна до точки наложения проходит в интерферометре путь l_1 в среде с показателем преломления n_1 , а другая – путь l_2 в среде с показателем преломления n_2 , то оптическая разность хода волн равна

$$\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1. \quad (69.15)$$

Максимум интерференционной картины (светлая полоса) образуется в тех местах наложения волн, где оптическая разность хода (69.15) равна целому числу длин волн:

$$\Delta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (69.16)$$

где m – порядок интерференционного максимума; λ – длина волны излучения.

В точках наложения, для которых Δ равна полуцелому числу длин волн, образуются минимумы интерференционной картины (темные полосы):

$$\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (69.17)$$

где m – порядок интерференционного минимума.

На рис. 69.1 показана оптическая схема интерферометра Жамена. Главной частью этого интерферометра являются две одинаковые толстые плоскопараллельные стеклянные пластинки Π_1 и Π_2 , посеребренные с задней стороны. Луч света от источника И, падая на пластину Π_1 , отражается от передней и задней поверхностей пластины. В результате возникают два параллельных луча I и II, разделенных тем больше, чем толще пластина. При отражении от поверхностей пластины Π_2 каждый из этих лучей снова раздваивается, так что на выходе из прибора образуются четыре луча 1, 2, 3, 4, параллельных между собой. Средние лучи 2, 3 являются когерентными, поэтому при наложении в фокальной плоскости

объектива зрительной трубы ЗТ интерферируют между собой. Присутствие лучей 1, 4 ухудшает четкость интерференционной картины, поэтому их устраняют с помощью диафрагмы Д.

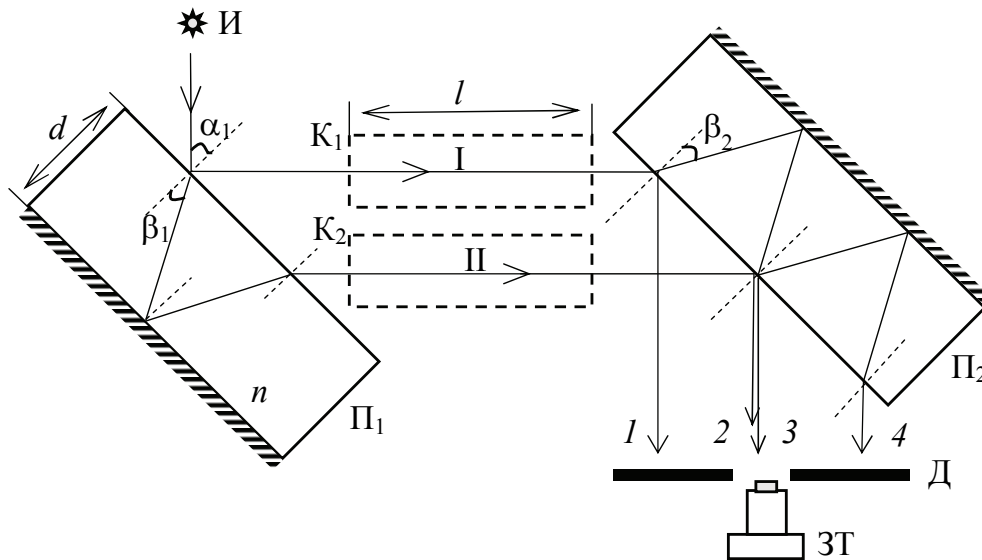


Рис. 69.1

Оптическая разность хода (69.15) между лучами 2, 3 равна

$$\Delta = 2nd(\cos\beta_1 - \cos\beta_2), \quad (69.18)$$

где n – показатель преломления пластин; d – их толщина; β_1 и β_2 – углы преломления лучей на пластинах.

При заданной геометрии прибора углы преломления β_1 и β_2 определяются углом падения α_1 световых лучей на пластину Π_1 . Если освещать первую пластинку параллельным пучком, то для всех лучей α_1 одинаковы, а следовательно, для них одинаковы и оптические разности хода (69.18). Поэтому в поле зрения зрительной трубы будет наблюдаться равномерно освещенное поле, цвет и яркость которого зависит от λ и α_1 . При освещении пластины расходящимся пучком света с лучами, имеющими различные углы падения, в поле зрения зрительной трубы наблюдают систему интерференционных полос. Максимумы наблюдаются там, где оптическая разность хода (69.18) удовлетворяет условию (69.16), а минимумы – условию (69.17). Заметим, что пластинки интерферометра Жамена устанавливают не строго параллельно, а под небольшим углом к друг другу. Если этого не сделать, то углы β_1 и β_2 окажутся в точности равны друг другу для всех углов падения,

и поле зрения трубы будет равномерно освещено – интерференционные полосы наблюдаться не будут.

Интерферометр Жамена можно использовать для измерения небольших изменений показателя преломления. Для этого на пути лучей I и II ставят две одинаковые кюветы K_1 и K_2 с исследуемыми веществами. При этом, согласно (69.15), между лучами возникнет дополнительная оптическая разность хода:

$$\Delta_d = (n_2 - n_1)l = \Delta n l, \quad (69.19)$$

где $\Delta n = n_2 - n_1$ – разность показателей преломления в кюветах; l – расстояние, проходимое светом в кюветах.

Это приведет к сдвигу интерференционной картины на N полос. Например, где был максимум m -го порядка, окажется максимум $(m + N)$ -го порядка. В этом случае для данного места условие максимумов примет вид:

$$\Delta_1 = \Delta + \Delta_d = (m + N)\lambda. \quad (69.20)$$

Принимая во внимание условие максимумов (69.16), для оптической разности хода Δ из (69.20) получим

$$\Delta_d = N\lambda. \quad (69.21)$$

Приравнивая соотношения (69.19) и (69.21), найдем разность показателей преломления в кюветах:

$$\Delta n = \frac{N\lambda}{l}. \quad (69.22)$$

В данной работе измеряется изменение Δn показателя преломления воздуха в кювете при изменении давления в ней. Установка состоит из интерферометра 1, U-образного манометра 2, компрессора в виде резиновой груши 3, предназначенного для изменения давления в измерительной кювете интерферометра, блока питания светодиода 4 (рис. 69.2).

В установке используется одна из модификаций шахтного интерферометра ШИ-11, предназначенного для измерения концентрации метана в шахте. Источник света включается при нажатии кнопки И (рис. 69.2). Если кнопку отпустить, светодиод погаснет. Интерференционная картина наблюдается в окуляр О. Ее вид показан на рис. П2. Винт В на корпусе интерферометра служит для перемещения интерференционной картины в нулевое положение.

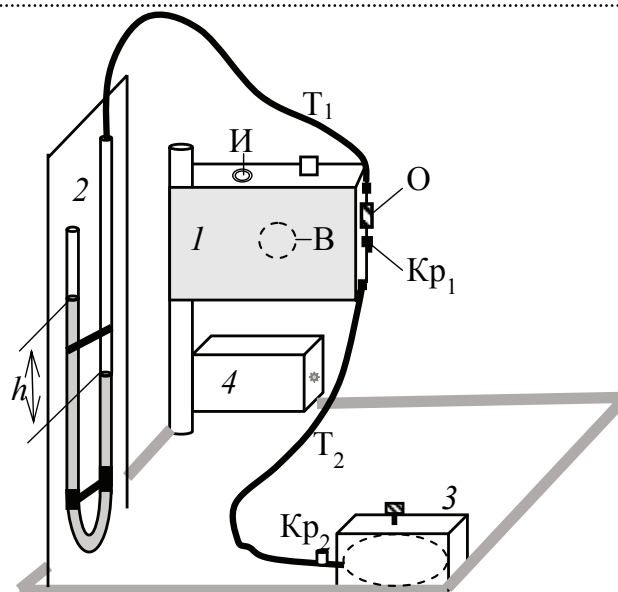


Рис. 69.2

Трубки T_1 и T_2 соединяют измерительную кювету интерферометра с манометром и компрессором. Если ручка крана Kp_1 на интерферометре повернута вправо – кран открыт, кювета соединена с компрессором. Изменение давления воздуха в кювете производится путем сжимания резиновой груши, которая находится в корпусе компрессора. При вкручивании винта на корпусе компрессора внутри перемещается поршень, который сдавливает грушу. Давление в кювете интерферометра при этом увеличивается. Изменение давления в кювете определяется разностью уровней h водяного столба манометра по формуле

$$\Delta p = \rho g h, \quad (69.23)$$

где ρ – плотность воды.

На выходе из компрессора имеется кран Kp_2 , который в закрытом положении (его винт вкручен до упора) соединяет грушу с кюветой интерферометра, а в открытом – с воздухом. Для уменьшения давления внутри кюветы ниже атмосферного необходимо на несколько секунд открыть кран Kp_2 , повернув его винт влево, затем закрыть его и осторожно начать выкручивать винт компрессора. Распрямляющаяся груша будет уменьшать давление внутри кюветы.

Согласно выражению (69.14), зависимость изменения показателя преломления Δn от изменения давления Δp является линейной. Коэффициент линейной зависимости:

$$k_1 = \frac{\alpha}{2kT}. \quad (69.24)$$

Отсюда среднее значение поляризуемости молекул воздуха:

$$\alpha = 2kTk_1, \quad (69.25)$$

где коэффициент линейной зависимости численно равен тангенсу угла наклона φ прямой линии, получаемой из экспериментальной зависимости $\Delta n = f(\Delta p)$, к оси абсцисс:

$$k_1 = \operatorname{tg}\varphi = \frac{\Delta n_1}{\Delta p_1}, \quad (69.26)$$

где Δn_1 и Δp_1 – изменения показателя преломления и давления вдоль полученной экспериментальной зависимости.

Параметры установки: $\lambda = 630$ нм; $l = 0,24$ м; $\rho = 10^3$ кг/м³.

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для внесения и обработки результатов измерений.

$T =$		$\lambda =$		$l =$		$\rho =$	
№ п/п	N	$h,$	Δn	$\Delta p,$	$\alpha,$		

2. Занесите в таблицу комнатную температуру T , выраженную в кельвинах, а также параметры установки λ , l и ρ .

3. Проверьте, чтобы ручка крана Kp_1 на интерферометре была повернута вправо.

4. Уровень воды в обоих коленах манометра должен быть одинаковым. В этом случае давление в измерительной кювете равно атмосферному. Если это не так, вращая винт на компрессоре против часовой стрелки, приведите грушу компрессора в расправленное состояние. Затем откройте на несколько секунд кран Kp_2 на выходе из компрессора. При этом уровень воды в обоих коленах станет одинаковым.

5. Включите блок питания прибора в сеть. На его торце должен загореться красный индикатор. Нажмите и удерживайте кно-

почный выключатель И, расположенный на верхней грани интерферометра. Изучите интерференционную картину, наблюдаемую в окуляре интерферометра. Вращением окуляра отрегулируйте резкость наблюдаемой картины.

6. Вращением винта В, расположенного на правой боковой грани интерферометра, совместите любую черную полосу интерференционной картины с нулевым делением шкалы в окуляре.

7. Наблюдая за интерференционной картиной, увеличьте давление в измерительной кювете, вкручивая винт компрессора. Давление увеличивайте до тех пор, пока интерференционная картина не сместится на одну полосу $N = 1$ (нулевое деление совместится со следующей черной полосой). По линейке на манометре измерьте разность уровней h воды в коленах манометра. Результат измерения запишите в таблицу.

8. Продолжая увеличивать давление в измерительной кювете, добейтесь смещения интерференционной картины на две и три полосы ($N = 2; 3$). Каждый раз измеряйте разность уровней h воды в коленах манометра, результаты записывайте в таблицу.

9. Откройте на несколько секунд кран Kp_2 компрессора, затем закройте его. При этом уровень в обоих коленах манометра станет одинаковым. Наблюдая за интерференционной картиной, уменьшите давление в измерительной кювете, выкручивая винт компрессора. При этом интерференционная картина начнет смещаться в противоположную сторону. Сместите картину на одну, две и три полосы, каждый раз записывая разность уровней h водяного столба в коленах манометра. Результаты записывайте в таблицу. *Заметим, что в этом случае $N < 0$ (см. рис. П2) и $h < 0$.*

10. После проведения эксперимента откройте и сразу же закройте кран Kp_2 компрессора, выравнивая давление в измерительной кювете до атмосферного. Выключите блок питания прибора.

11. По формулам (69.22) и (69.23) вычислите изменения показателя преломления Δn и давления Δp .

12. Постройте график зависимости Δn от Δp , убедитесь в его линейности.

13. По формуле (69.26) определите коэффициент линейной зависимости k_1 . Изменение показателя преломления Δn_1 и давления Δp_1 определите для двух удаленных точек, лежащих на полученной экспериментальной прямой.

14. По формуле (69.25) вычислите среднюю поляризуемость молекул воздуха, результат занесите в таблицу.
15. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Как определяется и от чего зависит показатель преломления среды? 2. Какое явление лежит в основе работы интерферометра? В чем заключается это явление? 3. Объясните принцип действия интерферометров. 4. Поясните способ получения когерентных волн в интерферометре Жамена. 5. Поясните физический смысл поляризуемости молекулы.

СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

Лабораторная работа № 75 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить законы теплового излучения; произвести экспериментальную проверку закона смещения Вина и закона Стефана – Больцмана; определить постоянную Вина.

1. Теоретическое введение

Тепловое излучение является самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества и свойственно всем телам при температуре выше абсолютного нуля. В случае изолированной термодинамической системы электромагнитные волны испускаются за счет внутренней энергии тел, находящихся в термодинамическом равновесии между собой и своим излучением (*равновесное тепловое излучение*). Если энергия, расходуемая телом на тепловое излучение, не восполняется за счет соответствующего количества теплоты, подведенного к телу, то его температура постепенно понижается, а тепловое излучение уменьшается. В теплоизолированной системе, все тела которой находятся при одной и той же температуре, устанавливается термодинамическое равновесие. При равновесии энергия, расходуемая каждым из тел системы на тепловое излучение, компенсируется путем поглощения этим телом такого же количества энергии падающего на него излучения. Так как тепловое излучение является равновесным, то для описания его свойств можно использовать законы термодинамики.

Все остальные виды излучения тел являются *неравновесными* и называются *люминесценцией*. В этом случае излучение возникает под воздействием внешних факторов (т. е. излучающая система является незамкнутой) или вследствие протекания необратимых химических реакций. Люминесценцию, возникающую под действием света, называют *фотолюминесценцией*, под действием потока электронов – *катодолюминесценцией*, под воздействием электрического поля – *электролюминесценцией*, при химических превращениях – *хемилюминесценцией*. Люминесцирующие вещества называются *люминофорами*.

Количественной характеристикой интенсивности теплового излучения является *энергетическая светимость* R_T , под которой понимают энергию, испускаемую единицей поверхности нагретого тела в единицу времени во всех направлениях. Энергетическая светимость тела зависит от его температуры. Эта величина является интегральной характеристикой излучающего тела, так как описывает излучаемую энергию, приходящуюся на весь диапазон частот или длин волн.

Спектральной характеристикой теплового излучения тела служит его *испускательная способность*, которая равна энергии излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda}. \quad (75.1)$$

Испускательная способность и энергетическая светимость связаны между собой соотношением

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (75.2)$$

Спектральными характеристиками процессов поглощения и отражения электромагнитных волн телом служит *поглощательная* и *отражательная способности* тела.

Поглощательная способность – это физическая величина, показывающая, какая доля энергии электромагнитного излучения dW , падающего за единицу времени на единицу площади поверхности тела с длинами волн в интервале от λ до $\lambda + d\lambda$, поглощается телом:

$$a_{\lambda,T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW}. \quad (75.3)$$

Отражательная способность – это физическая величина, показывающая, какая доля энергии электромагнитного излучения dW , падающего за единицу времени на единицу площади поверхности тела с длинами волн в интервале от λ до $\lambda + d\lambda$, отражается телом:

$$\rho_{\lambda,T} = \frac{dW_{\text{отр}}}{dW}. \quad (75.4)$$

Если световой поток падает на непрозрачное тело, то он будет частично поглощаться и частично отражаться телом (большинство

непрозрачных тел при небольшой толщине уже не пропускают излучение). На основе закона сохранения энергии можно записать:

$$dW = dW_{\text{погл}} + dW_{\text{отр}}. \quad (75.5)$$

Разделим выражение (75.5) на dW и получим соотношение между отражательной и поглощательной способностями тела:

$$\frac{dW}{dW} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW} + \frac{dW_{\text{отр}}}{dW} \Rightarrow 1 = a_{\lambda, T} + \rho_{\lambda, T}. \quad (75.6)$$

Следует отметить, что испускательная, отражательная и поглощательная способности тела зависят от длины волны излучения, температуры тела, его химического состава и состояния поверхности.

Если поглощательная способность тела $a_{\lambda, T} = 1$, а его отражательная способность $\rho_{\lambda, T} = 0$, то тело называется *абсолютно черным*. Абсолютно черное тело при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их длины волны, поляризации и направления распространения, ничего не отражая и не пропуская.

Все реальные тела не являются абсолютно черными. Однако некоторые из них в определенных интервалах длин волн близки по своим свойствам к абсолютно черному телу. Например, в области частот видимого света поглощательные способности сажи, платиновой черни и черного бархата мало отличаются от единицы. Наиболее совершенной моделью абсолютно черного тела может служить небольшое отверстие в непрозрачной стенке замкнутой полости (рис. 75.1). Луч света, попадающий внутрь полости через отверстие, претерпевает многократные отражения от стенок полости, прежде чем он выйдет из полости обратно. При каждом отражении происходит частичное поглощение энергии света стенками. Поэтому независимо от материала стенок интенсивность луча света, выходящего из полости через отверстие, во много раз меньше интенсивности

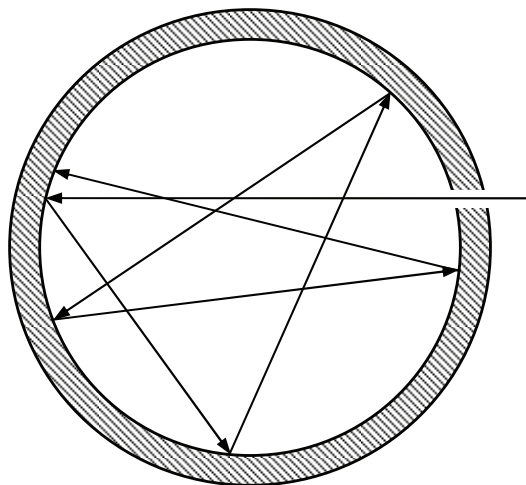


Рис. 75.1

падающего извне первичного луча. Очевидно, что отверстие тем ближе по своим свойствам к абсолютно черному телу, чем больше отношение площади поверхности полости к площади отверстия.

Тело, для которого поглощательная способность не зависит от длины волны и меньше единицы ($a_{\lambda,T} = a_T < 1$), называется *серым*.

Между испускательной $r_{\lambda,T}$ и поглощательной $a_{\lambda,T}$ способностями любого тела существует взаимосвязь, которая выражается *законом Кирхгофа*: отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от материала тела и равно *испускательной способности $\varepsilon_{\lambda,T}$ абсолютно черного тела*, которая является функцией только температуры и длины волны:

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \varepsilon_{\lambda,T}. \quad (75.7)$$

Используя закон Кирхгофа и выражение (75.7), энергетическую светимость R_T любого тела можно записать в виде

$$R_T = \int_0^{\infty} a_{\lambda,T} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda. \quad (75.8)$$

Если тело серое, то его энергетическая светимость равна

$$R_T = a_T \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda. \quad (75.9)$$

Поскольку испускательная способность $\varepsilon_{\lambda,T}$ абсолютно черного тела (еще ее называли *универсальной функцией Кирхгофа*) не зависит от природы тел, установление явного вида этой функции в течение длительного времени представляло важную проблему для физики. Однако сначала удалось решить более простую задачу – найти зависимость энергетической светимости R_T^* абсолютно черного тела от его температуры. В 1884 г. австрийский физик Людвиг Больцман, применив термодинамический метод к исследованию излучения абсолютно черного тела, теоретически показал, что

$$R_T^* = \sigma T^4, \quad (75.10)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – *постоянная Стефана – Больцмана*.

Выражение (75.10) получило название *закон Стефана – Больцмана*: энергетическая светимость абсолютно черного тела про-

порциональна абсолютной температуре в четвертой степени. Закон Стефана – Больцмана, определяя зависимость энергетической светимости R_T^* абсолютно черного тела от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения абсолютно черного тела. Из экспериментальных кривых зависимости функции $\varepsilon_{\lambda,T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис. 75.2) следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным.

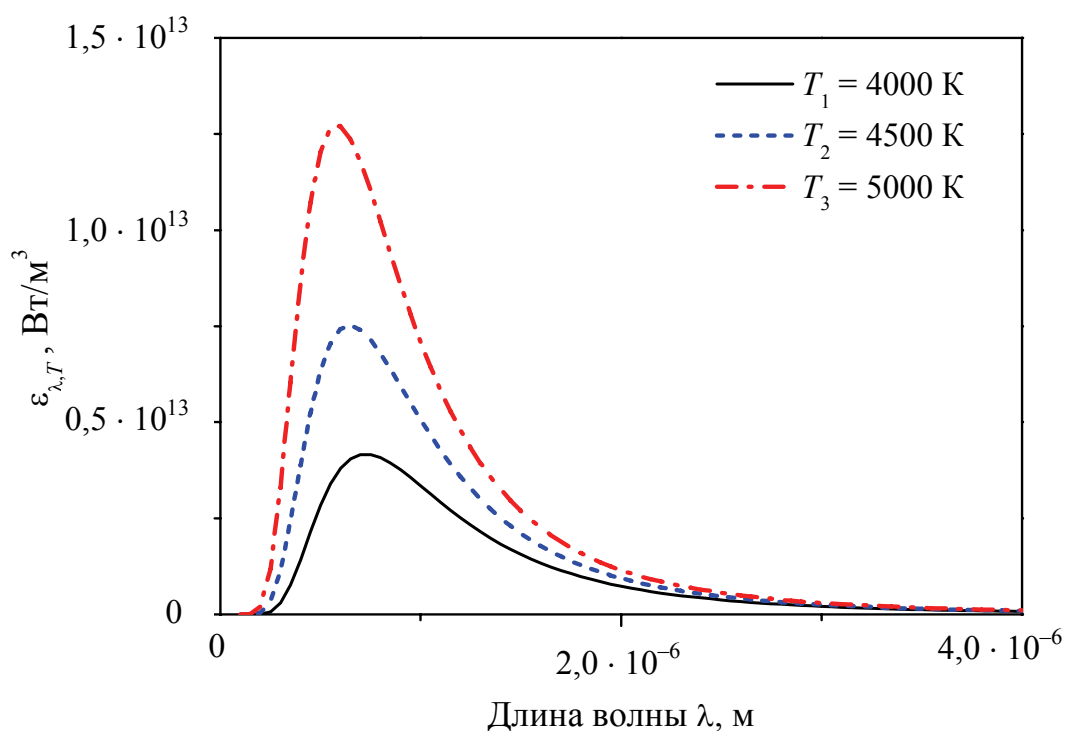


Рис. 75.2

Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости $\varepsilon_{\lambda,T}$ от λ , пропорциональна энергетической светимости R_T^* абсолютно черного тела.

Немецкий физик Вильгельм Вин в 1893 г., пытаясь получить теоретически выражение для испускательной способности $\varepsilon_{\lambda,T}$ абсолютно черного тела, установил два закона: 1) длина волны λ_{\max} , соответствующая максимуму испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (75.11)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К – *постоянная Вина*; выражение (75.11) получило название *закон смещения Вина*; 2) максимальное значение $\varepsilon_{\lambda_{\max}, T}$ испускательной способности абсолютно черного тела прямо пропорционально абсолютной температуре в пятой степени:

$$\varepsilon_{\lambda_{\max}, T} = C_1 T^5, \quad (75.12)$$

где $C_1 = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵) – *вторая постоянная Вина*; выражение (75.12) получило название *второго закон Вина*.

Английские физики Джон Рэлей и Джеймс Джинс подошли к изучению спектральных закономерностей излучения абсолютно черного тела с позиций статистической физики и в 1900 г. получили выражение для испускательной способности абсолютно черного тела:

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \langle \varepsilon_{\lambda} \rangle = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT, \quad (75.13)$$

где c – скорость света в вакууме; $\langle \varepsilon_{\lambda} \rangle = kT$ – средняя энергия, которая приходится на одну колебательную степень свободы излучения равновесной системы; k – постоянная Больцмана. Выражение (75.13) впоследствии назвали *формулой Рэля – Джинса*.

Формула Рэля – Джинса хорошо согласуется с опытными данными только для малых частот (или больших длин волн). Однако она не удовлетворяет закону смещения Вина, а также закону Стефана – Больцмана. Наиболее сильное расхождение между полученным по законам классической физики выражением и экспериментальными данными наблюдается в области частот ультрафиолетового диапазона. Поскольку вывод формулы Рэля – Джинса был безупречным в своей классической строгости и последовательности, решение проблемы описания теплового излучения в рамках классической физики оказалось невозможным в принципе. Это обстоятельство получило в физике образное название «*ультрафиолетовая катастрофа*».

Выход из создавшейся ситуации нашел немецкий физик Макс Планк, который получил свою знаменитую формулу и тем самым заложил основы для построения квантовой оптики. Для этого ему пришлось отказаться от положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться только непрерывно, т. е. может принимать сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком квантовой гипотезе, атомы излучают

энергию не непрерывно, а определенными порциями – квантами, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon_{\text{кв}} = h\nu = h \frac{c}{\lambda}, \quad (75.14)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – *постоянная Планка*.

Так как излучение испускается порциями, то его энергия может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу элементарных порций энергии. Исходя из этих соображений, М. Планк получил формулу для $\varepsilon_{\lambda, T}$, которая блестяще согласуется с экспериментальными данными:

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}. \quad (75.15)$$

Формула Планка (75.15) описывает распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела во всем интервале длин волн и температур. Она не только хорошо согласуется с экспериментом, но и содержит в себе частные законы теплового излучения. Формула Планка является полным решением основной задачи теплового излучения, поставленной в свое время Кирхгофом. Ее решение стало возможно только благодаря революционной квантовой гипотезе Планка. Впервые М. Планк изложил теоретический вывод этой формулы в 1900 г., что положило начало становлению *квантовой физики*.

2. Описание установки и метода измерений

Принципиальная схема лабораторной установки приведена на рис. 75.3. Она состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра); механического модулятора потока излучения, включающего обтюратор* 2 и электродвигатель 3; восьми оптических инфракрасных светофильтров 4; сферического зеркала 5; пироэлектрического приемника излучения (ППИ) 6; электронного блока обработки сигнала фотоприемника (ЭБ) 7, цифрового вольтметра (ЦВ) 8 и блока питания (БП) 9. Вся установка находится в едином корпусе, который закрыт крышкой.

* Обтюратор (лат. *obturo* – закрываю) – заслонка (затвор), периодически перекрывающая световой поток в оптико-механических и фотоэлектрических приборах.

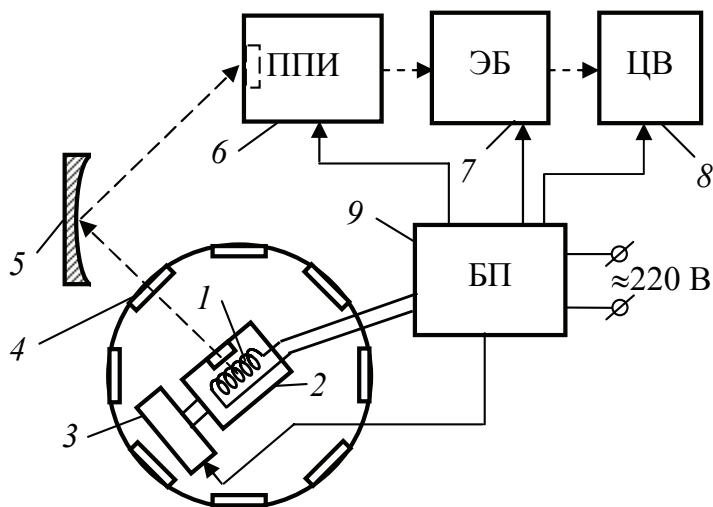


Рис. 75.3

Смена оптических инфракрасных светофильтров 4 осуществляется поворотом барабана со светофильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной над крышкой. Поворот барабана следует производить плавно и **только по ходу часовой стрелки** до щелчка, означающего фиксацию положения светофильтра. При этом номер установленного светофильтра указывается в овальном кружке, нарисованном на верхней крышке установки. Используемые в работе оптические инфракрасные светофильтры (№ 1–7) позволяют выделить из падающего на них потока излучения, испускаемого накаливаемой нихромовой спиралью, очень узкие спектральные интервалы, максимумы которых приходятся на определенные длины волн, называемые *эффективными длинами волн*. Эффективные длины волн, соответствующие определенным номерам светофильтров, указаны в табл. 75.1. Светофильтр № 8 является *нейтральным ослабителем* излучения, он уменьшает энергетический поток однородно в широком спектральном интервале длин волн.

Таблица 75.1

Номер светофильтра	1	2	3	4	5	6	7	8
λ , мкм	2,10	2,50	3,20	3,90	4,59	6,21	8,40	Нейтральный ослабитель

Пропущенное светофильтром 4 излучение падает на сферическое зеркало 5 и, отразившись от него, направляется в пироэлек-

трический приемник излучения δ , где происходит преобразование энергетического потока излучения в электрический сигнал. Напряжение на выходе электронного блока обработки сигнала γ измеряется цифровым вольтметром δ .

При использовании светофильтров № 1–7 показания вольтметра $U_{\lambda,T}$ пропорциональны испускательной способности $r_{\lambda,T}$ нихромовой спирали при соответствующей эффективной длине волны λ и температуре T . Таким образом, лабораторная установка позволяет получить зависимость $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$, которая имеет максимум на длине волны λ_{\max} , соответствующей максимальному значению испускательной способности $r_{\lambda,T}$ нихромовой спирали. Определив λ_{\max} и зная температуру спирали T , можно вычислить постоянную Вина b по формуле (75.11).

Согласно закону смещения Вина (первый закон Вина), величина b не зависит от температуры тела, и следовательно, рассчитав b для нескольких температур и сравнив их, можно проверить справедливость этого закона.

При установке нейтрального ослабителя (светофильтр № 8) показания вольтметра U_T пропорциональны энергетической светимости R_T нихромовой спирали:

$$U_T = \frac{R_T}{A}, \quad (75.16)$$

где A – постоянная, значение которой указано в приложении к установке. Тогда для серого тела, согласно закону Стефана – Больцмана:

$$R_T = a_T \sigma T^4 = AU_T, \quad (75.17)$$

где a_T – интегральная поглощательная способность тела; σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Учитывая, что A и σ – это константы, и считая, что a_T слабо зависит от T в рассматриваемом диапазоне температур, получим

$$\frac{U_T}{T^4} = \frac{a_T \sigma}{A} \approx \text{const}. \quad (75.18)$$

Следовательно, вычислив отношение $\frac{U_T}{T^4}$ для нескольких температур и сравнив полученные результаты, можно проверить справедливость закона Стефана – Больцмана.

Выражение (75.17) также позволяет рассчитать интегральную поглотательную способность нихрома:

$$a_T = \frac{AU_T}{\sigma T^4}. \quad (75.19)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Пользуясь рис. 75.1, ознакомьтесь с устройством установки, внимательно изучите расположение частей установки, прикрытых прозрачной крышкой. Подготовьте табл. 75.2 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 75.2

T ,	λ ,	$U_{\lambda,T}$,	$\langle U_{\lambda,T} \rangle$,	λ_{\max} ,	b ,	$\langle b \rangle$,	U_T ,	$\langle U_T \rangle$,	$\langle U_T \rangle / T^4$,	a_T

2. Подготовьте установку к проведению измерений. Для этого:

1) поворотом (**только по ходу часовой стрелки!**) рукоятки барабана светофильтров установите в рабочее положение светофильтр № 1;

2) подключите установку к сети. Для этого вставьте вилку шнура питания в розетку и нажмите кнопку «СЕТЬ». При этом загорится красный индикатор, сигнализирующий о подключении установки к сети, а также еще два красных индикатора, один из которых указывает номер включенного диапазона измерений (первый или второй), а другой сигнализирует о подключении нихромовой спирали к определенному источнику тока (T_1 , T_2 , T_3);

3) если включен второй диапазон измерений, необходимо нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» включить первый диапазон измерений;

4) если включен один из источников тока T_2 или T_3 , то нажатием кнопки T_1 подключите источник тока, обеспечивающий температуру нагрева нихромовой спирали $T_1 = 900$ К;

5) включите электродвигатель обтюлятора, нажав кнопку «МОДУЛЯТОР» (загорится красный индикатор), и не выключайте его до окончания измерений. Дайте установке прогреться не менее 5 мин.

3. Определите показания $U_{\lambda,T}$ на цифровом табло вольтметра. Ноль целых на табло не высвечивается. Поэтому если на табло высвечивается, например, **.27**, то в таблицу следует записывать 0,27 В. Если же на табло высвечивается **1.** (после точки цифры не светятся), то следует нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» включить второй диапазон измерений. При этом показания табло следует увеличивать в три раза (умножать на три). Если во втором диапазоне измерений показания цифрового табло меньше **.67** (величина измеряемого напряжения меньше 2 В), следует нажатием кнопки «ДИАПАЗОН» перейти на первый диапазон измерений.

4. Последовательно (**только по ходу часовой стрелки!**) устанавливая в рабочее положение светофильтры № 1–8, снимайте показания $U_{\lambda,T}$ и U_T с цифрового табло вольтметра и заносите их в табл. 75.2. Повторите измерения еще один раз. Если значения напряжений при первом и втором измерении отличаются более чем на несколько сотых долей вольта, опять повторите измерения, после чего исключите из рассмотрения те измеренные значения, которые резко отличаются от других двух значений, полученных при установке того же светофильтра. Рассчитайте средние значения напряжений $\langle U_{\lambda,T} \rangle$ и $\langle U_T \rangle$.

5. Выполните такие же измерения (пункт 4) для температуры нагрева нихромовой спирали $T_2 = 740$ К и $T_3 = 630$ К. Переход к новой температуре осуществляется нажатием кнопки T_2 или T_3 . После перехода к новой температуре прогревайте установку не менее 5 мин.

6. Выключите установку. Для этого:

1) нажатием кнопки «МОДУЛЯТОР» отключите электродвигатель обтюлятора;

2) нажатием кнопки «СЕТЬ» выключите установку и отключите вилку шнура питания от розетки.

7. Для трех температур (T_1 , T_2 , T_3) постройте графики зависимостей $\langle U_{\lambda,T} \rangle = f(\lambda)$ в интервале длин волн от 0 до 10 мкм. Экспериментальные точки соединяйте сглаженными плавными линиями. По краям рассматриваемого интервала длин волн изобразите схематично (пунктиром) предполагаемый ход кривых в соответствии с теоретическими положениями.

8. Для трех температур (T_1, T_2, T_3) по графикам определите значения длин волн λ_{\max} , соответствующие максимальным значениям испускательной способности $r_{\lambda,T}$ нихромовой спирали. Пользуясь законом смещения Вина (75.11), вычислите значение постоянной Вина b для каждой температуры. Сделайте вывод о степени соответствия полученных результатов закону смещения Вина. Рассчитайте среднее значение постоянной Вина $\langle b \rangle$ и сравните полученный результат с теоретическим.

9. Используя экспериментальные данные, полученные при установке нейтрального ослабителя (светофильтр № 8), рассчитайте величину $\langle U_T \rangle / T^4$ для трех температур T_1, T_2 и T_3 и проверьте выполнимость условия (75.18). Сделайте вывод о степени соответствия полученного результата закону Стефана – Больцмана.

10. По формуле (75.19) рассчитайте значения интегральных поглощательных способностей a_T нихрома при температурах T_1, T_2, T_3 .

11. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Какое излучение называют тепловым? Почему тепловое излучение называют равновесным? 2. Какое излучение называют неравновесным? Перечислите и дайте краткую характеристику видам неравновесного излучения. 3. Дайте определение энергетической светимости, испускательной, поглощательной и отражательной способностям. 4. Какое тело называют абсолютно черным; серым? 5. Сформулируйте и запишите законы теплового излучения. 6. В чем суть «ультрафиолетовой катастрофы»? 7. В чем суть квантовой гипотезы Планка? 8. Как Вы проверили в данной работе закон смещения Вина и закон Стефана – Больцмана?

Лабораторная работа № 76 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: изучить законы теплового излучения; произвести экспериментальную проверку закона Стефана – Больцмана; определить постоянную Стефана – Больцмана и постоянную Планка.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторной работе № 75.

2. Описание установки и метода измерений

Схема лабораторной установки показана на рис. 76.1. В качестве источника теплового излучения используется лампа накаливания ЛН с вольфрамовой спиралью, включенная в электрическую цепь, которая содержит амперметр A , вольтметр V и лабораторный автотрансформатор ЛАТР.

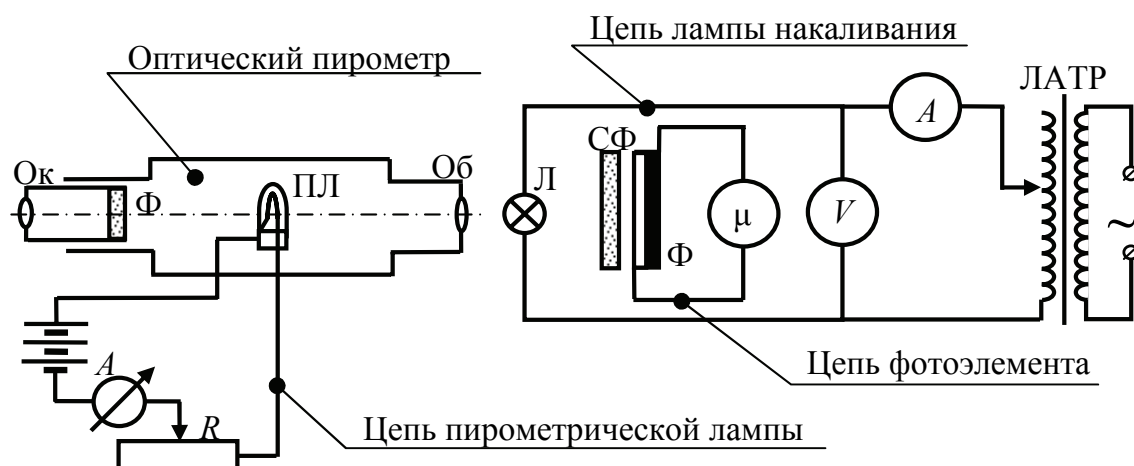


Рис. 76.1

Температура вольфрамовой спирали лампы накаливания ЛН измеряется оптическим пирометром, схема которого представлена в левой части рис. 76.1. В фокусе объектива Об помещается пирометрическая лампа накаливания ПЛ с изогнутой нитью накала. Эта нить накала и совмещенное с ней (при помощи объектива Об) изображение вольфрамовой спирали наблюдаются в окуляр Ок. Наблюдение ведется через светофильтр Ф, пропускающий узкую полосу длин волн в области 660 нм. Реостатом R накал изогнутой нити пирометрической лампы ПЛ изменяют так, чтобы нить не была видна на фоне изображения вольфрамовой спирали. Таким образом, устанавливается сила тока накала, при которой испускательная способность $r_{\lambda, T}$ изогнутой нити пирометрической лампы ПЛ в области 660 нм совпадает с испускательной способностью $r_{\lambda, T}$ вольфрамовой спирали лампы накаливания ЛН.

Амперметр пирометра АП проградуирован по температуре абсолютно черного тела, т. е. каждому значению силы тока в нити

накала пирометра соответствует значению температуры абсолютно черного тела, при котором испускательная способность нити накала в области 660 нм равна испускательной способности абсолютно черного тела. Проградуированный таким образом пирометр позволяет при наблюдении излучения абсолютно черного тела определить его температуру непосредственно по показаниям амперметра АП.

Если исследуемое тело не является абсолютно черным, то оптический пирометр определяет *яркостную температуру* этого тела. *Яркостной температурой* $T_{\text{ярк}}$ называется температура абсолютно черного тела, испускательная способность которого $\varepsilon_{\lambda, T_{\text{ярк}}}$ при определенной длине волны λ равна испускательной способности $r_{\lambda, T}$ исследуемого (нечерного) тела с температурой T :

$$\varepsilon_{\lambda, T_{\text{ярк}}} = r_{\lambda, T}. \quad (76.1)$$

Для испускательной способности $r_{\lambda, T}$ исследуемого тела воспользуемся законом Кирхгофа:

$$r_{\lambda, T} = a_{\lambda, T} \varepsilon_{\lambda, T}, \quad (76.2)$$

где $a_{\lambda, T}$ – поглощательная способность тела.

Подставив выражение (76.2) в соотношение (76.1) и учитывая формулу Планка для испускательной способности абсолютно черного тела (75.15), получим уравнение связи между яркостной и истинной температурами:

$$\varepsilon_{\lambda, T_{\text{ярк}}} = a_{\lambda, T} \varepsilon_{\lambda, T} \Rightarrow \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT_{\text{ярк}}\lambda}} - 1} = a_{\lambda, T} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}. \quad (76.3)$$

В исследуемом диапазоне температур ($1000 \text{ K} < T < 2200 \text{ K}$) и при длине волны излучения $\lambda = 660 \text{ нм}$ слагаемое $e^{\frac{hc}{kT\lambda}}$ в формуле Планка значительно больше единицы, т. е. $e^{\frac{hc}{kT_{\text{ярк}}\lambda}} \gg 1$ и $e^{\frac{hc}{kT\lambda}} \gg 1$. Это позволяет получить приближенную формулу для расчета истинной температуры тела:

$$e^{\frac{hc}{kT\lambda}} \approx a_{\lambda, T} e^{\frac{hc}{kT_{\text{ярк}}\lambda}} \Rightarrow T \approx \left(\frac{1}{T_{\text{ярк}}} + \frac{k\lambda}{hc} \ln a_{\lambda, T} \right)^{-1}. \quad (76.4)$$

В исследуемом диапазоне температур поглощательная способность вольфрама $a_{\lambda,T}$ при $\lambda = 660$ нм практически не зависит от температуры и принимает значение 0,44.

Часть излучения, испускаемого вольфрамовой нитью лампы накаливания ЛН, проходя сквозь светофильтр СФ, пропускающий узкую полосу длин волн в окрестности $\lambda = 660$ нм, падает на фотоэлемент ФЭ (рис. 76.1), в результате чего возникает фототок i , измеряемый микроамперметром $\mu\text{А}$. Величина фототока i пропорциональна испускательной способности $r_{\lambda,T}$ вольфрамовой спирали, т. е.

$$i = Br_{\lambda,T}, \quad (76.5)$$

где B – коэффициент пропорциональности, зависящий от взаимного расположения фотоэлемента и лампы накаливания, а также характеристик фотоэлемента и применяемого светофильтра.

С учетом закона Кирхгофа (75.7) и формулы Планка (75.15) получаем

$$i = Ba_{\lambda,T}\varepsilon_{\lambda,T} = Ba_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}. \quad (76.6)$$

В условиях данного опыта $e^{\frac{hc}{kT\lambda}} \gg 1$, поэтому

$$i = Ba_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{kT\lambda}}. \quad (76.7)$$

Прологарифмировав левую и правую части выражения (76.7), получим

$$\ln i = \ln \left(Ba_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \right) - \frac{hc}{kT\lambda}. \quad (76.8)$$

Так как $a_{\lambda,T}$ слабо зависит от T , то величину $\ln i$ можно считать линейно зависящей от $1/T$ и, следовательно, построив график зависимости $\ln i = f(1/T)$ и рассчитав угловой коэффициент линейной зависимости, можно определить постоянную Планка:

$$\frac{\Delta \ln i}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)} = -\frac{hc}{k\lambda} \Rightarrow h = -\frac{\lambda k}{c} \frac{\Delta \ln i}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)}. \quad (76.9)$$

Так как энергия, потребляемая лампой, почти целиком расходуется на тепловое излучение, то энергетическую светимость R_T вольфрамовой спирали можно определить из условия равенства мощности потребляемого электрического тока ($P = UI$) и энергетического потока излучения ($\Phi_s = R_T S$):

$$IU = R_T S \Rightarrow R_T = \frac{IU}{S}, \quad (76.10)$$

где I – сила тока в лампе, измеряемая амперметром A ; U – напряжение на лампе, измеряемое вольтметром V ; S – площадь излучающей поверхности вольфрамовой спирали.

Считая вольфрамовую спираль серым телом, энергетическую светимость абсолютно черного тела R_T^* можно представить в виде

$$R_T^* = \frac{R_T}{a_T} = \frac{IU}{a_T S}, \quad (76.11)$$

где a_T – зависящая от температуры интегральная поглощательная способность вольфрама.

Значения a_T вольфрама для исследуемого диапазона температур $1000 \text{ K} < T < 2200 \text{ K}$ приведены в табл. 76.1.

Таблица 76.1

$T, \text{ K}$	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
a_T	0,105	0,141	0,175	0,207	0,237	0,263	0,283

Так как энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна абсолютной температуре в четвертой степени (закон Стефана – Больцмана), то рассчитав R_T^* и построив графически зависимость $R_T^* = f(T^4)$, можно удостовериться в его справедливости, а по угловому коэффициенту полученной линейной зависимости рассчитать постоянную Стефана – Больцмана:

$$\sigma = \frac{\Delta R^*}{\Delta(T^4)}. \quad (76.12)$$

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте табл. 76.2 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 76.2

i	U ,	I ,	i ,	$T_{\text{ярк}}$,	T ,	T^4 ,	$1/T$,	$\ln i$	h ,	R_T^* ,	σ ,

2. Используя приложение к установке и рис. 76.1, ознакомьтесь с лабораторной установкой, расположением и назначением входящих в ее состав приборов и устройств.

3. На пути потока излучения, падающего на фотоэлемент, установите светофильтр № 2, пропускающий свет в той же спектральной области ($\lambda = 660 \text{ нм}$), что и светофильтр пирометра. Указатель ЛАТР установите на ноль. Определите цену деления шкал вольтметра и амперметра. После разрешения преподавателя или лаборанта подключите установку к сети.

4. Поворачивая рукоятку ЛАТР, подайте на лампу напряжение $U = 4 \text{ В}$ и определите силу тока I , текущего по спирали лампы накаливания. Микроамперметром определите значение фототока i .

5. Произведите измерение температуры спирали лампы накаливания с помощью оптического пирометра (рис. 76.2), выполнив следующие операции:

1) установите поворотное кольцо 5 пирометра в среднее положение и включите пирометр, установив тумблер 2 в положение «Вкл.»;

2) расположите пирометр так, чтобы изображение изогнутой нити накала пирометрической лампы перекрывалось с изображением вольфрамовой спирали исследуемой лампы накаливания;

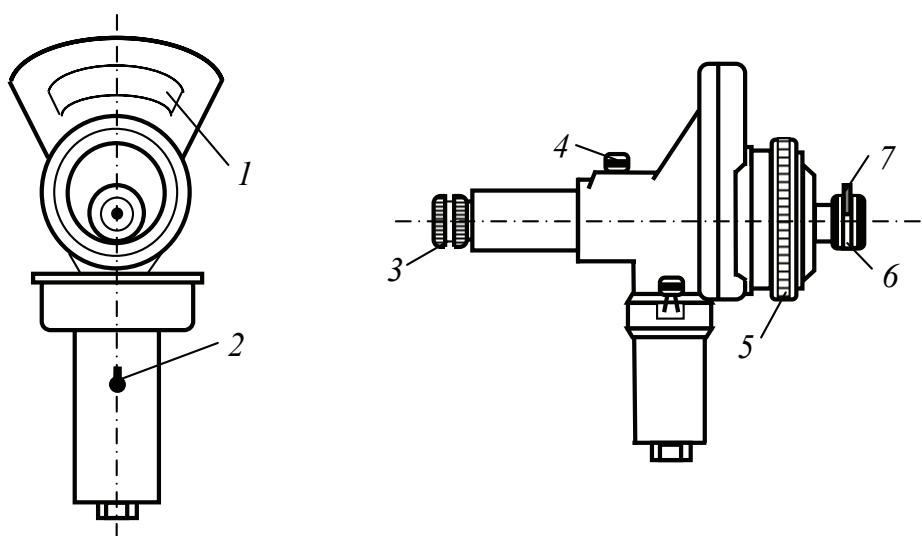


Рис. 76.2

3) выведите ослабляющий светофильтр пирометра из светового потока (если он не выведен), для чего вращением поворотной головки 4 светофильтра совместите точку на ней с зеленой (темной) точкой на корпусе пирометра;

4) с помощью поворотной обоймы 7 введите (если он не введен) в световой поток красный светофильтр ($\lambda = 660$ нм), вмонтированный в окуляр 6. Передвигая окуляр 6 вдоль оптической оси, добейтесь резкого изображения изогнутой нити пирометрической лампы накаливания. Передвигая вдоль оптической оси объектив пирометра 3, получите резкое изображение вольфрамовой спирали исследуемой лампы;

5) вращая поворотное кольцо 5 пирометра (изменяя тем самым силу тока в нити накала пирометрической лампы и, следовательно, яркость нити), уравнивайте яркости свечения изогнутой нити пирометрической лампы и вольфрамовой спирали исследуемой лампы накаливания. В этом состоянии участок изогнутой нити накала не будет виден на фоне вольфрамовой спирали;

6) по нижней шкале пирометра произведите отсчет яркостной температуры вольфрамовой спирали ($t_{\text{ярк}}, ^\circ\text{C}$) и выразите ее по абсолютной шкале температур ($T_{\text{ярк}}, \text{K}$). Данные занесите в табл. 76.2;

7) если $t_{\text{ярк}} > 1400^\circ\text{C}$, то в световой поток необходимо ввести ослабляющий светофильтр (точку на поворотной головке 4 этого светофильтра совместить с красной точкой на корпусе пирометра), уравнивать яркости и произвести отсчет яркостной температуры не по нижней, а по верхней шкале пирометра.

6. Подавая на лампу напряжение U , равное 5, 6, 7, 8, 9, 10 и 11 В, выполните измерения силы тока I , фототока i и яркостной температуры $T_{\text{ярк}}$ вольфрамовой спирали лампы. Результаты измерений занесите в табл. 76.2. По формуле (76.14) рассчитайте истинную температуру T вольфрамовой спирали исследуемой лампы накаливания.

7. Постройте график зависимости $\ln i = f(1/T)$, определите угловой коэффициент линейной зависимости и по формуле (76.9) рассчитайте постоянную Планка. Сравните полученный результат с табличным значением.

8. Используя выражения (76.11) и табл. 76.1, рассчитайте энергетическую светимость R_T^* абсолютно черного тела для соответствующих температур и постройте график зависимости $R_T^* = f(T^4)$. Сделайте вывод о степени соответствия полученного результата

закону Стефана – Больцмана. По угловому коэффициенту линейной зависимости рассчитайте постоянную Стефана – Больцмана (76.12). Сравните полученное значение с теоретическим.

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Какое излучение называют тепловым? Почему тепловое излучение называют равновесным? 2. Какое излучение называют неравновесным? Перечислите и дайте краткую характеристику видам неравновесного излучения. 3. Дайте определение энергетической светимости, испускательной, поглощательной и отражательной способностей. 4. Какое тело называют абсолютно черным; серым? 5. Сформулируйте и запишите законы теплового излучения. 6. В чем суть «ультрафиолетовой катастрофы»? 7. В чем суть квантовой гипотезы Планка? 8. Объясните принцип действия оптического пирометра. Какая температура измеряется с его помощью? 9. Как Вы проверили в данной работе закон Стефана – Больцмана? 10. Как в данной работе определяется численное значение постоянной Планка?

Лабораторная работа № 77 ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучить явление *внешнего фотоэффекта*; исследовать основные характеристики *вакуумного фотоэлемента*; определить постоянную Планка, *красную границу фотоэффекта* и *работу выхода* электрона из фотокатода.

1. Теоретическое введение

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов поверхностью твердых тел и жидкостей под действием электромагнитного излучения. Электроны, выбитые с поверхности вещества электромагнитным излучением, называют *фотоэлектронами*.

Это явление было открыто немецким физиком Генрихом Герцем в 1887 г. Он заметил, что проскакивание электрической искры

между цинковыми шариками значительно облегчается, если один из них осветить ультрафиолетовым светом.

Дальнейшее подробное изучение влияния света на заряженные тела было проведено в 1888–1889 гг. русским физиком Александром Григорьевичем Столетовым. Проведя серию экспериментов, А. Г. Столетов установил закономерности, которым подчиняется фотоэффект:

1) тело теряет заряд только в том случае, если оно заряжено отрицательно; заряд тела не пропадает под влиянием света, если оно заряжено положительно;

2) явление вызывается преимущественно ультрафиолетовыми лучами;

3) разряжающее действие лучей пропорционально их энергии;

4) разряжающее действие лучей обнаруживается даже при весьма кратковременном освещении, причем между моментом освещения и началом разряда не протекает заметного времени.

Наиболее полное исследование явления фотоэффекта было выполнено немецким физиком Филиппом Ленардом в 1900 г.

Принципиальная схема установки для изучения фотоэффекта приведена на рис. 77.1. В баллоне, из которого откачен воздух, расположены два плоских электрода: анод А и катод К. Поверхность катода, изготовленного из исследуемого материала (металла), освещается монохроматическим светом, проникающим в баллон через кварцевое окошко О (кварц пропускает не только видимый свет, но и ультрафиолет).

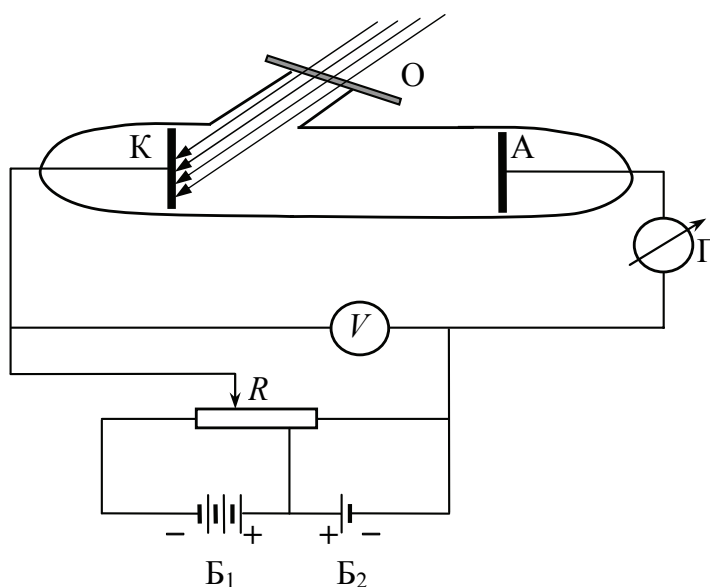


Рис. 77.1

Напряжение между анодом и катодом регулируется с помощью потенциометра R и измеряется вольтметром V . Две аккумуляторные батареи B_1 и B_2 , включенные «навстречу друг другу», позволяют с помощью потенциометра изменять величину и знак напряжения U . Фототок I измеряется гальванометром G . С помощью такой установки можно получать, например, *вольтамперные характеристики* (зависимости фототока I от напряжения U) при неиз-

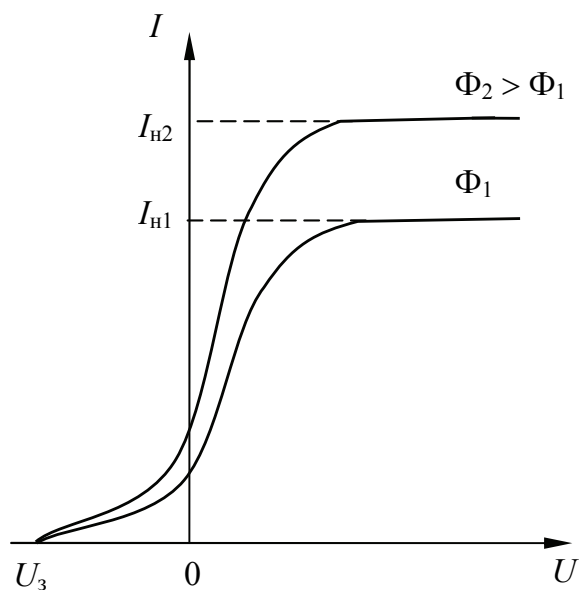


Рис. 77.2

менном энергетическом потоке излучения. На рис. 77.2 представлены две вольтамперные характеристики, полученные при разных энергетических потоках излучения Φ (частота падающего излучения в обоих случаях одинакова).

Существование фототока в области отрицательных напряжений (от 0 до $-U_3$) объясняется тем, что фотоэлектроны, выбитые светом из катода, обладают отличной от нуля начальной кинетической энергией. За счет этой энергии электроны могут совершать работу против сил задерживающего электрического поля в трубке и достигать анода. При $U = U_3$ фототок $I = 0$. Согласно теореме об изменении кинетической энергии, максимальная начальная скорость фотоэлектронов будет связана с *задерживающим напряжением* U_3 соотношением

$$\frac{m_e v_{\max}^2}{2} = eU_3, \quad (77.1)$$

где m_e — масса электрона; v_{\max} — максимальная скорость фотоэлектрона; e — заряд электрона. Таким образом, измерив задерживающее напряжение U_3 , можно определить максимальное значение скорости фотоэлектронов.

По мере увеличения U фототок I постепенно возрастает, так как все большее число фотоэлектронов оказывается способным достигнуть анода. Максимальное значение тока $I_{н}$, называемое

фототоком насыщения, соответствует таким значениям U , при которых все электроны, выбиваемые из катода, достигают анода:

$$I_n = en, \quad (77.2)$$

где n – число фотоэлектронов, вылетающих из катода за 1 с.

Таким образом, измерив силу фототока насыщения, можно определить число фотоэлектронов, вылетающих с катода в единицу времени при данном энергетическом потоке излучения Φ .

Обобщение экспериментальных данных позволило установить три закона фотоэффекта:

1) максимальная начальная скорость испускаемых фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности;

2) для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 или максимальная длина $\lambda_{кр}$ волны света, при которой еще возможен внешний фотоэффект; значение красной границы зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности;

3) число фотоэлектронов, которые вырываются с единицы площади катода за единицу времени (фототок насыщения), пропорционально интенсивности падающего излучения.

Установленные закономерности внешнего фотоэффекта не укладываются в рамки классических представлений. Полностью объяснить их удалось только с позиции квантовой природы света, основателем которой стал М. Планк, который для объяснения теплового излучения твердых тел ввел понятие кванта электромагнитного излучения. Далее Альберт Эйнштейн развил гипотезу Планка, предположив, что свет не только излучается, но и распространяется и поглощается веществом отдельными квантами. Эти кванты излучения были названы фотонами.

Энергия фотона равна

$$\varepsilon_\phi = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (77.3)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; ν и λ – частота и длина волны излучения; c – скорость света в вакууме.

Так как фотон обладает энергией, то согласно специальной теории относительности, он обладает массой и импульсом:

$$m_\phi = \frac{\varepsilon_\phi}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}; \quad p_\phi = m_\phi c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (77.4)$$

С позиций квантовой природы света Эйнштейн дал наглядное объяснение явлению фотоэффекта. Процесс поглощения света веществом сводится к тому, что фотоны передают всю свою энергию электронам этого вещества. Для того чтобы электрон вышел из вещества, необходимо совершить минимальную работу, которая называется *работой выхода электрона* A . Если энергия кванта излучения $h\nu \geq A$, то может наблюдаться фотоэффект. В соответствии с законом сохранения энергии Эйнштейн предложил уравнение

$$h\nu = A + \frac{m_e v_{\max}^2}{2}, \quad (77.5)$$

где $h\nu$ – энергия фотона; A – работа выхода электрона; $\frac{m_e v_{\max}^2}{2}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона. Уравнение (77.5) получило название *уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*.

На основе этого уравнения можно объяснить все законы фотоэффекта:

1) так как для каждого вещества работа выхода A имеет определенное значение, то максимальная скорость испускаемых фотоэлектронов определяется только частотой ν излучения и не зависит от интенсивности света:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2(h\nu - A)}{m_e}}; \quad (77.6)$$

2) так как фотоэффект наблюдается при условии $h\nu \geq A$, то красная граница фотоэффекта будет определяться как

$$h\nu_0 = A \Rightarrow \nu_0 = \frac{A}{h} \text{ или } \lambda_{\text{кр}} = \frac{ch}{A}; \quad (77.7)$$

3) из уравнения (77.5) следует, что каждый фотоэлектрон испускается в результате поглощения одного фотона. Таким образом, общее число фотоэлектронов, выбитых с поверхности катода за единицу времени, пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на эту поверхность. Следовательно, число n фотоэлектронов, вылетающих с катода в единицу времени, пропорционально потоку Φ излучения:

$$n \sim \frac{\Phi}{h\nu}. \quad (77.8)$$

Фотоэффект широко используется в науке и технике для регистрации и измерения световых потоков (фотометрия, спектрометрия в широкой области спектра, спектральный анализ вещества, измерение очень слабых световых потоков и пр.), для преобразования световых сигналов в электрические (контроль и управление производственными процессами, разнообразные системы связи и т. д.). Приборы, действие которых основано на явлении фотоэлектрического эффекта, называются *фотоэлементами*. Свойства и область их применения определяются *вольтамперной, световой и спектральной характеристиками* фотоэлемента.

Вольтамперная характеристика – это зависимость фототока I от напряжения U на фотоэлементе при постоянном световом потоке Φ .

Световая характеристика – зависимость фототока I от величины светового потока Φ при постоянном напряжении U на фотоэлементе и при неизменном спектральном составе света.

Спектральная характеристика – зависимость фототока I от частоты ν при постоянном световом потоке Φ и постоянном напряжении U на фотоэлементе.

2. Описание установки и метода измерений

Применяемая лабораторная установка позволяет проводить исследование различных характеристик фотоэлемента, а также измерение задерживающего потенциала.

Электрическая схема лабораторной установки представлена на рис. 77.3. Прямое напряжение на фотоэлементе Φ создается источником ЭДС \mathcal{E}_1 , регулируется потенциометром R_1 и контролируется вольтметром V_1 . Сила прямого тока измеряется микроамперметром μA , а когда ток мал – отсчетным устройством УФ-206 (на схеме – УФ). Шунтирующее сопротивление R предназначено для ограничения силы тока в отсчетном устройстве УФ-206. Задерживающий потенциал на фотоэлементе Φ создается источником ЭДС \mathcal{E}_2 , регулируется потенциометром R_2 и контролируется вольтметром V_2 . Сила тока в этом случае измеряется отсчетным устройством УФ-206 без шунтирующего сопротивления. Выбор способа подключения фотоэлемента Φ к электрической цепи осуществляется с помощью ключей K_1, K_2, K_3, K_4 .

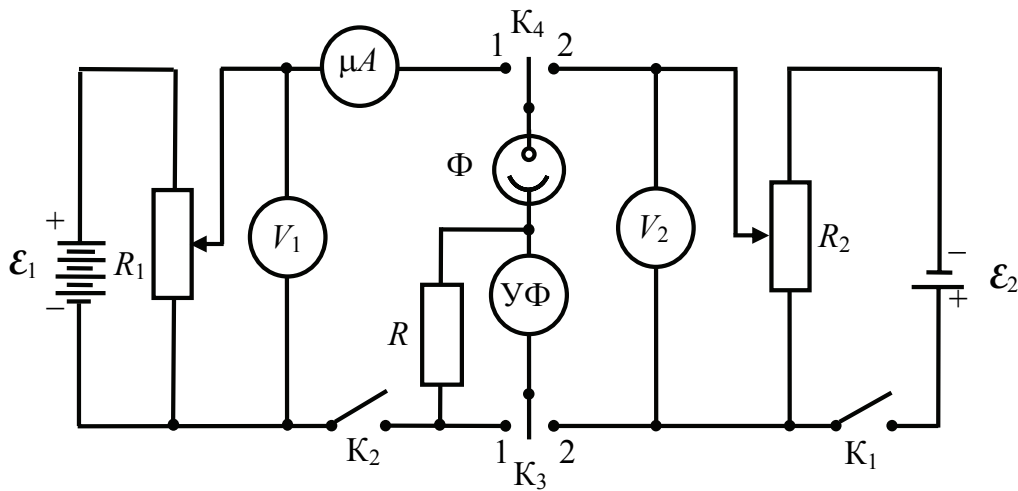


Рис. 77.3

Источником света является лампа накаливания (электролампа), размер спирали которой мал по сравнению с расстоянием от лампы до фотоэлемента. В связи с этим лампу накаливания с достаточной степенью точности можно считать точечным источником света и световой поток, падающий на фотоэлемент, рассчитать по формуле

$$\Phi_c = \frac{I_c S}{l^2}, \quad (77.9)$$

где I_c – сила света лампы накаливания; S – площадь фотокатода; l – расстояние от лампы до фотоэлемента.

Условно принимая лампу накаливания точечным изотропным источником света, силу света лампы можно определить по формуле

$$I_c = \frac{\eta \Phi_0}{4\pi}, \quad (77.10)$$

где $\eta = 10$ лм/Вт – световая эффективность лампы накаливания; Φ_0 – энергетический поток лампы, равный ее номинальной мощности P .

Изменение величины светового потока, падающего на фотоэлемент, осуществляется путем изменения расстояния l между фотоэлементом и источником света. Выделение узких спектральных интервалов излучения, падающего на фотоэлемент, достигается с помощью набора светофильтров.

Учитывая выражение (77.1), уравнение Эйнштейна для фотоэффекта можно представить в виде

$$h\nu = A + eU_3, \quad (77.11)$$

где h – постоянная Планка; ν – частота света; A – работа выхода электрона. Из уравнения (77.11) следует, что зависимость задерживающего потенциала U_3 от частоты ν является линейной:

$$U_3 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}. \quad (77.12)$$

По угловому коэффициенту этой зависимости можно определить постоянную Планка:

$$\frac{\Delta U_3}{\Delta \nu} = \frac{h}{e} \Rightarrow h = e \frac{\Delta U_3}{\Delta \nu}. \quad (77.13)$$

Координата точки пересечения линейной зависимости (77.12) с осью частот определяется выражением

$$0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e} \Rightarrow \nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (77.14)$$

т. е. представляет собой красную границу фотоэффекта. Таким образом, продлив график зависимости $U_3 = f(\nu)$ до пересечения с осью частот, можно определить красную границу фотоэффекта ν_0 , а затем, исходя из формулы (77.12), рассчитать работу выхода электрона из фотокатода A .

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента.

1. Подготовьте табл. 77.1 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 77.1

$S =$	$P =$		$\eta =$		$I_c =$		
Номер измерения	$U,$	$I_1,$	$\Phi_{c1},$	$I_1,$	$I_2,$	$\Phi_{c2},$	$I_2,$

2. Пользуясь рис. 77.3 и приложением к установке, ознакомьтесь с устройством установки, расположением измерительных приборов, потенциометров R_1, R_2 , тумблеров K_1, K_2, K_3, K_4 и пере-

ключателя светофильтров. Уясните назначение этих приборов и устройств, определите цену деления шкалы вольтметра V_1 и микроамперметра μA . Занесите в табл. 77.1 указанные в приложении к установке площадь фотокатода S , номинальную мощность P лампы накаливания и ее световую эффективность η .

3. Ключи K_1, K_2, K_3, K_4 поставьте в положение «Упр. 1, 2». Переключатель светофильтров установите в положение 0, соответствующее отсутствию светофильтра перед фотоэлементом. Движок потенциометра R_1 поставьте в крайнее положение, соответствующее минимальному напряжению на фотоэлементе.

4. Установите лампу накаливания на некотором расстоянии l_1 от фотоэлемента. Используя формулы (77.9) и (77.10), рассчитайте силу света I_c лампы накаливания и световой поток Φ_{c1} , падающий на фотоэлемент. Данные занесите в табл. 77.1. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите установку к сети.

5. Изменяя напряжение U на фотоэлементе от 0 до 75 В через каждые 5 В, измеряйте соответствующие значения фототока I_1 .

6. Увеличьте расстояние между лампой и фотоэлементом на 5 см, рассчитайте Φ_{c2} и выполните такие же измерения согласно пункту 5.

7. По полученным результатам для двух различных световых потоков Φ_{c1} и Φ_{c2} постройте *вольтамперные характеристики* фотоэлемента $I = f(U)$ и определите соответствующие им величины фототока насыщения.

Задание 2. Снятие световой характеристики фотоэлемента.

1. Подготовьте табл. 77.2 для занесения результатов измерений.

Таблица 77.2

$U =$				
Номер измерения	$l,$	$\Phi_{c,}$	$I_{н,}$	$\gamma,$

2. Оставьте ключи K_1, K_2, K_3, K_4 в положении «Упр. 1, 2», а переключатель светофильтров в положении 0. Подайте на фотоэлемент напряжение U , соответствующее фототоку насыщения (*рабочее напряжение* фотоэлемента).

3. Изменяя расстояние l между электролампой и фотоэлементом через каждые 5 см, измерьте соответствующие значения фототока насыщения I_n .

4. Для каждого значения l по формулам (77.9) и (77.10) рассчитайте величину светового потока Φ_c .

5. Постройте световую характеристику фотоэлемента $I_n = f(\Phi_c)$. Согласно закону Столетова, для фотоэффекта эта зависимость должна быть линейной.

6. Определите *интегральную чувствительность фотоэлемента* γ по угловому коэффициенту линейной зависимости $I_n = f(\Phi_c)$:

$$\gamma = \frac{\Delta I_n}{\Delta \Phi_c}. \quad (77.15)$$

Задание 3. Снятие спектральной характеристики фотоэлемента.

1. Подготовьте табл. 77.3 для занесения результатов измерений.

Таблица 77.3

Нулевой отсчет I_0 , усл. ед.					
Номер светофильтра	1	2	3	4	5
Эффективная длина волны, нм	435	475	526	560	612
Коэффициент K	0,040	0,058	0,052	0,056	0,087
Измеренный ток I_1 , усл. ед.					
Фототок I , усл. ед.					
Приведенный фототок i , усл. ед.					

2. Установите ключи K_1, K_2, K_3, K_4 в положение «Упр. 3». Расположите лампу накаливания на расстоянии 20–30 см от фотоэлемента. Переключатель светофильтров установите в положение 1. Включите в сеть отсчетное устройство УФ-206.

3. Не включая электролампу, определите нулевой отсчет I_0 по шкале отсчетного устройства.

4. Включите электролампу и подайте на фотоэлемент напряжение, соответствующее фототоку насыщения (рабочее напряжение фотоэлемента).

5. Снимите показания I_1 по шкале отсчетного устройства, а затем по формуле $I = I_1 - I_0$ вычислите фототок, текущий через фотоэлемент. Выполните такие же измерения со светофильтрами № 2–5.

6. Рассчитайте приведенный фототок i (т. е. фототок насыщения, соответствующий одному и тому же световому потоку) по формуле

$$i = \frac{I}{K}, \quad (77.16)$$

где K – экспериментально определенный коэффициент, учитывающий поглощение светофильтра и распределение светового потока лампы накаливания по длинам волн.

7. Постройте *спектральную характеристику* фотоэлемента $i = f(\lambda)$.

Задание 4. Определение постоянной Планка, красной границы фотоэффекта и работы выхода электрона из фотокатода.

1. Подготовьте табл. 77.4 для занесения результатов измерений.

Таблица 77.4

$I_0 =$					
Номер светофильтра	$\nu,$	$U_3,$	$\nu_0,$	$h,$	$A, \text{эВ}$

2. Установите тумблеры K_1, K_2, K_3, K_4 в положение «Упр. 4». Лампу накаливания расположите на расстоянии $l = 20$ см от фотоэлемента.

3. Потенциометром R_2 установите на фотоэлементе напряжение, равное нулю. Закройте фотоэлемент, установив переключатель светофильтров в промежуточное положение. Определите показания I_0 отсчетного устройства УФ-206, соответствующие нулевому фототоку.

4. Установите светофильтр № 1 и с помощью потенциометра R_2 установите задерживающие напряжение U_3 , т. е. такое напряжение, при котором показание отсчетного устройства станет равным I_0 . Данные занесите в табл. 77.4.

5. Выполните аналогичные измерения задерживающего напряжения U_3 со светофильтрами № 2–5.

6. По эффективной длине волны, приведенной в табл. 77.3, рассчитайте частоту света ν , соответствующую каждому светофильтру.

7. Постройте график зависимости задерживающего напряжения от частоты света $U_3 = f(\nu)$. Используя график зависимости

$U_3 = f(\nu)$ и формулу (77.13), определите постоянную Планка h . Сравните рассчитанное значение постоянной Планка с ее табличным значением.

8. По графику $U_3 = f(\nu)$ определите красную границу фотоэффекта ν_0 . Используя формулу (77.14), рассчитайте работу выхода A электрона из фотокатода, а результат в *электронвольтах* занесите в табл. 77.4.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определение внешнего фотоэффекта. 2. Сформулируйте основные законы внешнего фотоэффекта. 3. Дайте определение работы выхода электрона. 4. Что такое задерживающее напряжение? 5. В чем суть квантовой теории света? 6. Объясните с квантовой точки зрения явление внешнего фотоэффекта. 7. Запишите и поясните уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. 8. На основе квантовой теории света дайте объяснение основных законов внешнего фотоэффекта. 9. Что представляет собой вакуумный фотоэлемент и какие его характеристики? 10. Как в данной работе определяются численные значения постоянной Планка, красной границы фотоэффекта и работы выхода электрона?

Лабораторная работа № 78 ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВ АТОМНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Цель работы: изучить закономерности формирования спектров люминесценции одно- и многоэлектронных атомов; измерить постоянную экранирования в атоме неона; определить характер спин-орбитального взаимодействия в атоме ртути; ознакомиться с основными принципами спектрального анализа.

1. Теоретическое введение

Оптические свойства атома определяются числом его валентных электронов, поэтому спектры атомов, которые обладают одинаковым числом валентных электронов, имеют общие законо-

мерности формирования. Структура спектров существенно усложняется с увеличением порядкового номера элемента и числа валентных электронов.

В атоме водорода имеется лишь один электрон, движущийся в кулоновском поле ядра. Собственные значения энергии электрона, найденные в результате решения стационарного уравнения Шредингера для атома водорода

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (78.1)$$

зависят только от главного квантового числа:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad (78.2)$$

где m_e – масса электрона; e – элементарный заряд; h – постоянная Планка; ϵ_0 – электрическая постоянная; n – главное квантовое число, которое может принимать любые целые значения, начиная с 1. Уровни энергии E_n являются *вырожденными*, т. е. для каждого главного квантового числа n есть несколько изоэнергетических состояний, которые различаются значениями *орбитального квантового числа* l , *магнитного квантового числа* m_l и *спинового квантового числа* s . При заданном главном квантовом числе n орбитальное квантовое число l может принимать значения $0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$, а при данном l магнитное квантовое число может принимать $2l + 1$ значений от $-l$ до l через 1. Спиновое квантовое число (или просто *спин*) электрона имеет единственное значение $s = 1/2$.

Таким образом, квантование энергии (78.2) обуславливает формирование линейчатых спектров поглощения и испускания атома водорода. Частоты, на которых могут наблюдаться оптические переходы, находятся согласно *комбинационному принципу Ритца* по формуле

$$\nu = \frac{E_i - E_k}{h} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (78.3)$$

где R – *постоянная Ридберга*, которую принимают равной $1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ или $3,296 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ в зависимости от того, в каких единицах определяют ν . Однако выполнение соотношения (78.3) недостаточно для наблюдения той или иной линии в спектре. Необходимо,

чтобы такой переход был *разрешен*, т. е. при сопровождающихся поглощением либо испусканием фотона переходах из одного состояния в другое должны выполняться так называемые *правила отбора*, которые представляют требования к изменению квантовых чисел при оптическом переходе. Если эти требования не выполняются, то говорят, что переход *запрещен* правилами отбора.

Векторная сумма орбитального \vec{L} и спинового \vec{S} моментов электрона представляет собой *полный момент импульса* \vec{J} , который описывается *квантовым числом полного момента* j . Проекцию момента \vec{J} на некоторое выделенное направление (например, на направление магнитного поля) определяет *магнитное квантовое число полного момента* m_j , которое для данного j может принимать значения от $-j$ до j через 1. Когда $l \neq 0$, то квантовое число j может принимать два значения, соответствующие двум возможным взаимным ориентациям векторов \vec{L} и \vec{S} . Состояния атома с разными значениями квантового числа j формируют *тонкую структуру* (расщепление на несколько близко расположенных компонент) уровня энергии, задаваемого выражением (78.2). Таким образом, взаимодействие орбитального \vec{L} и спинового \vec{S} моментов *снимает вырождение*, в результате чего линии в спектре атома водорода имеют *дублетную структуру*.

Если атом ионизован (однократно или многократно), так что в результате он обладает единственным электроном, то такой атом называют *водородоподобным*. Его спектры описываются аналогично с той лишь разницей, что вместо заряда ядра e в формуле (78.2) следует написать Ze , где Z – заряд ядра, а вместо массы

электрона – приведенную массу $M = \frac{m_e m_{\text{ядра}}}{m_e + m_{\text{ядра}}}$.

Атомы щелочных металлов имеют одну или несколько заполненных электронных оболочек и один валентный электрон, который сравнительно слабо связан с ядром, так что остальные $(Z - 1)$ электронов образуют так называемый *остов*. Движение валентного электрона рассматривается в эффективном поле, которое формируется ядром и электронным остовом внутренней(их) заполненной(ых) электронной(ых) оболочки(ек). Однако валентный электрон искажает это электрическое поле, так что его потенциал $U(r)$ уже не является кулоновским:

$$U(r) = -\frac{C_1 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{C_2 e^2}{r^2}. \quad (78.4)$$

Это приводит к тому, что собственные значения энергии электрона E_{nl} , полученные в результате решения уравнения Шредингера, зависят не только от главного квантового числа, но и от орбитального квантового числа:

$$E_{nl} = -\frac{(Z-1)^2 Me^4}{8h^2 \epsilon_0^2 (n + \sigma_l)^2}, \quad (78.5)$$

где $(Z-1)e$ – эффективный заряд ядра; σ_l – квантовый дефект или поправка Ридберга, зависящая от орбитального квантового числа. Соотношение (78.5) можно переписать, внося поправку не в главное квантовое число n , а в заряд ядра:

$$E_{nl} = -\frac{(Z - a_l)^2 Me^4}{8h^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad (78.6)$$

где a_l – постоянная экранирования, зависящая от распределения всех электронов атома. Тогда частоты переходов можно определить по формуле (78.3) с учетом эффективного заряда ядра:

$$\nu = (Z - a_l)^2 R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (78.7)$$

Оптические спектры атомов, у которых больше одного валентного электрона, имеют еще более сложный вид. Для многоэлектронных атомов полные орбитальные и спиновые моменты импульсов складываются из моментов импульсов отдельных электронов, причем они определяются суммарными моментами импульсов электронов только незаполненных валентных оболочек, поскольку для заполненных электронных оболочек суммарный момент импульса равен нулю. Суммарный вектор полного момента импульса атома получают путем их сложения согласно правилу пространственного квантования. Результат такого сложения зависит от порядка суммирования. Обычно рассматриваются два предельных случая: *LS-связь*, когда вначале суммируются по отдельности орбитальные и спиновые моменты электронов, а затем найденные суммарные орбитальный \vec{L} и спиновый \vec{S} моменты атома складываются в полный момент импульса атома \vec{J} ; *JJ-связь*, когда

сначала суммируются орбитальный и спиновый моменты каждого электрона, а затем находится сумма по всем электронам. Анализ спектров атомов позволяет определить, каков порядок сложения и, следовательно, какие взаимодействия сильнее: спин-спиновые для разных электронов или спин-орбитальные каждого электрона. Для легких атомов реализуется LS -связь, но с увеличением порядкового номера атома проявляется усиление спин-орбитального взаимодействия (*эффект тяжелого атома*). В спектрах это проявляется в том, что подуровни в мультиплете перестают быть эквидистантными, как это имеет место в случае LS -связи.

Состояния атома с различными значениями числа J соответствуют различным взаимным ориентациям орбитальных и спиновых моментов. Поэтому такие состояния характеризуются различной энергией. При данных L и S число различных значений J равно $2S + 1$, т. е. уровень энергии атома с данными L и S при $L > S$ расщепляется на $2S + 1$ подуровней (при $L < S$ на $2L + 1$ подуровней). Число подуровней называют *мультиплетностью*. Так, например, в атоме с двумя электронами значение S может быть 0 или 1, следовательно, мультиплетность будет либо 1 (*синглеты*), либо 3 (*триплеты*). Мультиплетность уровней энергии приводит к своеобразным закономерностям во взаимном расположении линий в спектре излучения атомов, которые обобщены в *правилах Хунда*: минимальной энергией данной электронной конфигурации обладает состояние с наибольшим возможным значением спина S и с наибольшим возможным при таком S значении L ; при этом квантовое число $J = L - S$, если подболочка заполнена менее чем наполовину, и $J = L + S$ в остальных случаях. На практике именно анализ спектров излучения позволил впервые получить сведения об относительном расположении энергетических уровней атомов и электронной структуре атомов.

Состояния электронов в многоэлектронных атомах обозначают термами T :

$${}^{2S+1}T_J, \quad (78.8)$$

где $T = S, P, D, \dots$ для чисел $L = 0, 1, 2, \dots$. Верхний левый индекс у символа терма определяет мультиплетность уровня, правый нижний – квантовое число J .

Правила отбора для излучательных переходов в многоэлектронных атомах следующие:

а) орбитальные квантовые числа начального и конечного состояний должны изменяться на единицу:

$$\Delta L = 0, \pm 1; \quad (78.9)$$

б) квантовые числа полного момента либо одинаковы (но при этом не равны нулю), либо изменяются на единицу:

$$\Delta J = 0, \pm 1; \quad (78.10)$$

в) спиновое квантовое число изменяться не должно:

$$\Delta S = 0. \quad (78.11)$$

Главное квантовое число n при излучательных переходах может изменяться на любую величину либо оставаться прежним.

Правило отбора по орбитальному квантовому числу L приводит к появлению в спектрах люминесценции атомов *серий спектральных линий*. Серию образуют спектральные линии с общим нижним энергетическим уровнем, причем обычно эти линии располагаются в одной спектральной области (ультрафиолетовой, видимой, инфракрасной). Согласно *принципу Паули*, состояния двух любых электронов в атоме должны отличаться значением хотя бы одного квантового числа. Поскольку электроны атомного остова заполняют наиболее глубокие состояния с меньшими значениями главного квантового числа, то для внешних валентных электронов остаются вакантными состояния с последующими значениями n . Поэтому в многоэлектронных атомах главное квантовое число состояния(ий), на которое(ые) происходят излучательные переходы из высоколежащих состояний, всегда больше 1. Например, для неона Ne наименьшее значение $n = 2$, для ртути Hg $n = 6$.

2. Описание установки и методов измерений

Спектральные измерения в работе выполняются на универсальном призмённом монохроматоре УМ-2, общий вид и оптическая схема которого изображены на рис. 78.1, а, б. Монохроматор включает в себя коллиматор, состоящий из входной щели 1 и объектива 2, и зрительную трубу, состоящую из объектива 4 и окуляра 5. Коллиматор и зрительная труба с указателем 7 расположены под прямым углом. В качестве диспергирующего элемента 3 используется призма постоянного отклонения Аббе. Сканирование по спектру осуществляется с помощью поворотного механизма

путем вращения барабана *б*, по шкале которого измеряется угол поворота. Перед выполнением измерений необходимо *проградировать* монохроматор, т. е. привести в соответствие величины отсчетов барабана φ со значениями длин волн (либо частот) линий в известном *эталонном спектре*.

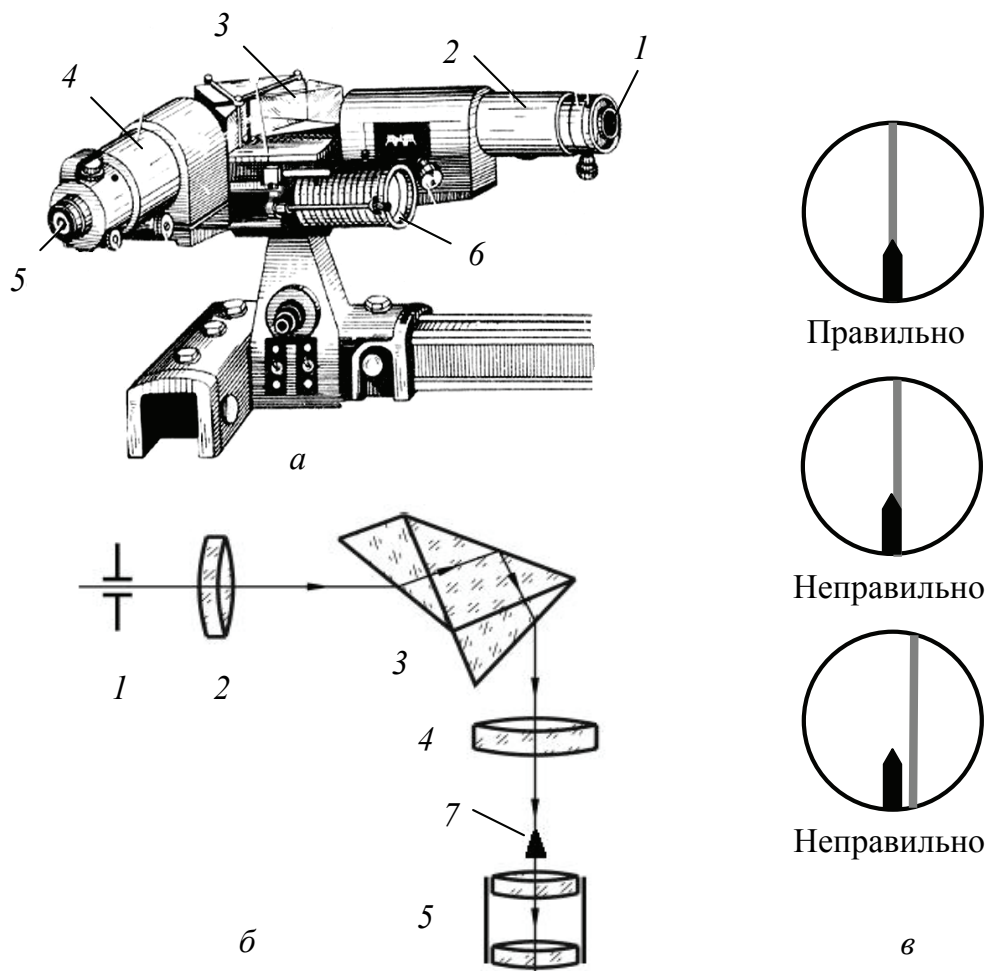


Рис. 78.1

Под люминесцентным *спектральным анализом* понимают метод исследования химического состава вещества по спектру испускания атомов или ионов. Различают *качественный* и *количественный* спектральный анализ. Атомы разреженных газов или паров металлов обладают характерным для каждого элемента спектром люминесценции, состоящим из серий узких спектральных линий. Число линий, их частоты, относительные интенсивности, наличие мультиплетной структуры отражают уникальные свойства атомной структуры элементов, и задача качественного

спектрального анализа состоит в обнаружении и идентификации в спектре люминесценции образца индивидуальных особенностей, по которым определяется наличие в образце определенного элемента. Количественный анализ основан на том, что значение интенсивности спектральных линий пропорционально концентрации данного типа излучающих атомов в исследуемом образце.

Спектральный анализ обладает высокой чувствительностью (определяются примеси с концентрацией 10^{-8} – 10^{-10} моль/л), малым временем проведения исследования, позволяет анализировать состав образцов очень малой массы и объема вплоть до регистрации свечения одиночных атомов и молекул. Это один из наиболее распространенных методов контроля в химической промышленности, машиностроении, металлургии, геологии, астрофизике, криминалистике, медицинской диагностике, искусствоведческой экспертизе и др. Огромным преимуществом спектрального анализа является неинвазивность метода и возможность исследовать образец без непосредственного контакта с ним.

В атоме ртути на пяти внутренних заполненных оболочках со значениями главного квантового числа n от 1 до 5 находятся 78 электронов. Эти электроны в образовании оптического спектра не участвуют. Оптические переходы происходят с участием двух валентных $6s$ электронов 6^1S_0 состояния ($n = 6, l = 0$), которое считается основным состоянием (рис. ПЗ). Предполагается, что один из электронов всегда остается в невозбужденном $6s$ -состоянии, а второй участвует в оптических переходах. Поскольку орбитальное квантовое число первого электрона $l_1 = 0$, то для атома результирующее орбитальное квантовое число L будет совпадать со значением l_2 для второго электрона. Спиновый момент атома может быть либо $S = 0$, либо $S = 1$. Согласно правилам отбора (78.9)–(78.11), возможны синглет-синглетные и триплет-триплетные переходы. В видимой области спектра линии атома ртути с длинами волн 546,1, 435,8 и 404,7 нм соответствуют триплету, формирующемуся при переходах из 7^3S_1 состояния в $6^3P_2, 6^3P_1, 6^3P_0$ состояния.

Атом неона имеет две заполненные ($n = 1, 2$) электронные оболочки с 10 электронами ($Z = 10$). Замкнутой электронной оболочке соответствует равенство нулю всех трех квантовых чисел S, L, J . Таким образом, основным состоянием атома неона, равно как и у всех других инертных газов, будет состояние n^1S_0 . У атомов инертных газов имеет место сильное отступление от LS -связи,

поэтому описанное выше обозначение термов теряет свою актуальность, так как физический смысл сохраняют лишь квантовые числа J . Любой электронный переход с участием основного состояния будет происходить с изменением главного квантового числа n , поэтому положение линий в спектре атома неона можно рассчитать по формуле (78.7) (см. спектр на рис. П3).

Люминесцентные энергосберегающие лампы относятся к газоразрядным источникам света и представляют собой стеклянные баллоны, наполненные смесью паров ртути и инертных газов. Газовый разряд происходит в парах ртути при низком давлении (0,8–1,33 Па) и генерирует главным образом ультрафиолетовое излучение, которое преобразуется в видимый свет люминофором, покрывающим внутренние стенки лампы. В излучении люминесцентных ламп на фон непрерывного спектра свечения люминофора накладывается линейчатый спектр видимого излучения газовой смеси. Меняя тип люминофора, можно менять спектральный состав люминесценции и, тем самым, *цветовую температуру* T_c лампы (рис. П4). Так как тепловое излучение таких источников мало, то их еще называют *источниками холодного света*.

Светофильтр – устройство, которое изменяет спектральный состав или энергию падающего на него светового потока. Основная характеристика светофильтра – пропускание $T = I/I_0$, однако при использовании светофильтров часто удобно пользоваться величиной оптической плотности D :

$$D = \lg I_0/I = \lg 1/T. \quad (78.12)$$

Удобство обусловлено *аддитивностью* величины D , т. е. оптическая плотность нескольких последовательно расположенных фильтров равна сумме их оптических плотностей, а также тем, что величина оптической плотности пропорциональна концентрации поглощающего вещества в образце (*закон Бугера – Ламберта – Бера*).

Светофильтры называют *нейтральными*, если их оптическая плотность в определенном спектральном интервале не зависит от длины волны. Светофильтры, оптическая плотность которых является функцией длины волны, называют *селективными*. Селективные светофильтры предназначены для отделения (*отрезания*) широкой области спектра либо для выделения узкого спектраль-

ного интервала из широкой спектральной области. Для селективных фильтров важнейшей характеристикой является *спектральная кривая* оптической плотности $D(\lambda)$ или пропускания $T(\lambda)$.

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Градуировка монохроматора.

1. Подготовьте табл. 78.1 для занесения результатов измерений.

Таблица 78.1

Номер линии	Цвет линии	λ , нм	Интенсивность линии	Отсчет ф
5	Красный	690,7	Средняя	
2	Красный	671,6	Низкая	
3	Красно-оранжевый	623,4	Средняя	
4	Красно-оранжевый	612,3	Средняя	
5	Красно-оранжевый	607,2	Средняя	
6	Желтый	579,1	Высокая	
7	Желтый	577,0	Высокая	
8	Зеленый	546,1	Высокая	
9	Голубой	491,6	Низкая	
10	Голубой	496,0	Низкая	
11	Синий	435,8	Высокая	
12	Фиолетовый	407,8	Низкая	
13	Фиолетовый	404,7	Средняя	

2. Пользуясь приложением к установке, ознакомьтесь с назначением и расположением элементов управления монохроматора УМ-2 и порядком выполнения измерений.

3. Установите ртутную лампу ДРШ-20 на оптическую скамью на расстоянии 0,2–0,3 м от входной щели монохроматора УМ-2. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите блок питания ртутной лампы к сети. Зажгите ртутную лампу, включив тумблеры «Сеть», «Лампа ДРШ» и нажав кнопку «Пуск» на блоке питания лампы. Подождите 3–5 мин для установления стационарного режима горения лампы.

Внимание! Не допускайте прямого попадания света ртутной лампы в глаза, так как лампа излучает в ультрафиолетовой области спектра. Не прикасайтесь к включенной лампе – во время работы корпус лампы нагревается.

4. Откройте затвор монохроматора и установите ширину входной щели 0,20–0,30 мм. Наблюдая в окуляр монохроматора УМ-2 спектр люминесценции лампы, вращайте барабан поворотного механизма монохроматора и выведите в поле зрения желто-зеленую область спектра. Перемещением окуляра добейтесь резкого изображения остроконечного указателя, а перемещением объектива коллиматора – резкого изображения спектральных линий. Если указатель виден плохо, включите освещение указателя. Отрегулируйте ширину входной щели так, чтобы две яркие желтые спектральные линии (№ 6, 7 в табл. 78.1) не перекрывались, а интенсивность остальных спектральных линий была достаточной для измерений.

5. Вращая барабан поворотного механизма, последовательно подведите к остроконечному указателю все указанные в табл. 78.1 линии спектра ртути и снимите соответствующие отсчеты φ по шкале барабана. Обратите внимание на точность позиционирования наблюдаемой линии относительно указателя при снятии отсчета (рис. 78.1, в). Закончив измерения, выключите ртутную лампу.

6. Постройте градуировочную кривую $\lambda = f(\varphi)$.

Задание 2. Определение характера суммирования спинового и орбитального моментов в атоме ртути.

1. Подготовьте табл. 78.2 для записи результатов измерений и их обработки.

Таблица 78.2

λ , нм	$\tilde{\nu}_j$,	Переход	$\Delta\tilde{\nu}_j$,
404,7			
435,8			
546,1			

2. Определите величину расщепления $\Delta\tilde{\nu}_j$ между подуровнями в мультиплете, для чего рассчитайте волновые числа $\tilde{\nu}_j$ (см^{-1}) для подуровней с различными значениями j по формуле $\tilde{\nu}_j = 10^7/\lambda$, где λ – длина волны (нм). Сделайте отнесение наблюдаемых линий к конкретным электронным переходам. Результаты занесите в табл. 78.2.

3. Определите характер сложения спинового и орбитального моментов импульса электронов в атоме ртути на основании величины расщепления $\Delta\tilde{\nu}_j$ между подуровнями в мультиплете.

4. Начертите для атома ртути фрагмент схемы энергетических уровней, отображающий взаимное расположение вышеупомянутых уровней энергии.

Задание 3. Определение постоянной экранирования в атоме неона.

1. Подготовьте табл. 78.3 для занесения результатов измерений.

Таблица 78.3

Цвет и интенсивность линии	n_1	n_2	$\lambda,$	$\tilde{\nu}_j,$	a_l	$\langle a_l \rangle$
1. Яркая красная	2	3				
2. Яркая желтая	2	4				
3. Зеленая (крайняя в спектре)	2	5				

2. Установите неоновую лампу на оптическую скамью на расстоянии 0,2–0,3 м от входной щели монохроматора УМ-2. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите блок питания лампы к сети и зажгите лампу. Определите длины волн указанных в табл. 78.3 спектральных линий неона, рассчитайте их волновые числа $\tilde{\nu}_j$, как указано в пункте 2 задания 2.

3. Из формулы (78.7) определите величину $(Z - a_l)$ и вычислите значения постоянной экранирования a_l . Результаты вычислений занесите в табл. 78.3. В качестве величины постоянной экранирования a_l примите среднее арифметическое трех рассчитанных значений.

Задание 4. Качественный анализ газового состава в люминесцентных энергосберегающих лампах.

1. Подготовьте табл. 78.4 для занесения результатов измерений.

Таблица 78.4

Цвет линии	$\lambda,$	Элемент

2. Установите люминесцентную энергосберегающую лампу на оптическую скамью на расстоянии 0,2–0,3 м от входной щели

монохроматора УМ-2. С разрешения преподавателя или лаборанта включите лампу в сеть. Определите длины волн наиболее интенсивных линий в спектре излучения лампы и занесите результаты измерения в табл. 78.4.

3. С помощью табличных значений длин волн спектральных линий различных газов (паров элементов), приведенных на рис. П2, и табл. 78.1 определите принадлежность наблюдаемых линий в спектре энергосберегающей лампы и результат укажите в табл. 78.4.

Задание 5. Применение светофильтров для изменения характеристик световых потоков.

1. В приложении к лабораторной работе ознакомьтесь со спектрами пропускания набора стеклянных светофильтров. Подготовьте табл. 78.5 для записи результатов измерений.

Таблица 78.5

№ п/п	Спектральный диапазон пропускания, нм	$\Delta\lambda_{\text{эксп}}$	Варианты используемых светофильтров
1	>600		
2	450–650		
3	500–600		
4	400–700, уменьшить пропускание в 2 раза		
5	380–480		
6	300–400		
7	>660		

2. По указанию преподавателя установите на оптическую скамью лампу накаливания (светодиодную) со сплошным спектром люминесценции. С разрешения преподавателя или лаборанта включите лампу в сеть.

3. Подберите светофильтры (комбинации светофильтров), которые обеспечивают пропускание света в диапазонах, указанных в табл. 78.5. Определите экспериментально полосы пропускания $\Delta\lambda_{\text{эксп}}$. Предложите различные варианты решения задач. Результаты занесите в табл. 78.5.

Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что представляют собой атомные спектры и как они формируются? 2. Каковы отличия спектров щелочных элементов от спектров водородоподобных атомов? 3. Поясните физический смысл квантовых чисел n , l , m_l , m_s . 4. Каков физический смысл поправки Ридберга и постоянной экранирования? 5. Что такое мультиплетная структура спектральной линии? 6. Каковы правила сложения спинового и орбитального моментов в многоэлектронных атомах? 7. Что представляют собой правила отбора для оптических переходов? 8. В чем заключается процедура градуировки спектрального прибора? 9. Как устроен монохроматор и каково его назначение? 10. В чем заключается принципиальное отличие спектров испускания лампы накаливания и ртутной лампы? 11. Что такое цветовая температура? 12. Что такое светофильтр и каковы его основные характеристики? 13. Принципы и практическое значение спектрального анализа.

Лабораторная работа № 79 ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ ЙОДА

Цель работы: изучить строение двухатомных молекул, взаимосвязь их внутримолекулярных движений с оптическими спектрами; исследовать электронно-колебательный спектр поглощения молекулы йода, определить энергию диссоциации в основном и возбужденном электронном состояниях, постоянную ангармоничности.

1. Теоретическое введение

Молекула является наименьшей способной к самостоятельному существованию частью вещества, которая сохраняет его основные физико-химические свойства. Молекула может состоять из различных или одинаковых атомов, соединенных *химическими связями*. Число атомов в молекуле может варьироваться в широких пределах: от двух (H_2 , N_2 , CO и т. д.) до 10^6 (ДНК, белки, полимеры). В образовании химической связи определяющую роль играет электрическое взаимодействие электронов и ядер атомов.

В отличие от атома, в молекулах движение электронов относительно ядер не является единственно возможным, кроме него имеет место периодическое изменение относительного расположения ядер (*колебание ядер*) и периодическое изменение ориентации молекулы как целого в пространстве (*вращение молекул*). Типичные значения величин $E_{эл} = 1-10$ эВ, $E_{кол} = 10^{-2}-10^{-1}$ эВ, $E_{вр} = 10^{-5}-10^{-3}$ эВ, поэтому всегда выполняется соотношение $E_{эл} \gg E_{кол} \gg E_{вр}$. Полная энергия молекулы содержит вклады всех трех движений:

$$E = E_{эл} + E_{кол} + E_{вр}, \quad (79.1)$$

в результате структура энергетических состояний молекулы оказывается существенно более сложной, чем у атома (рис. 79.1).

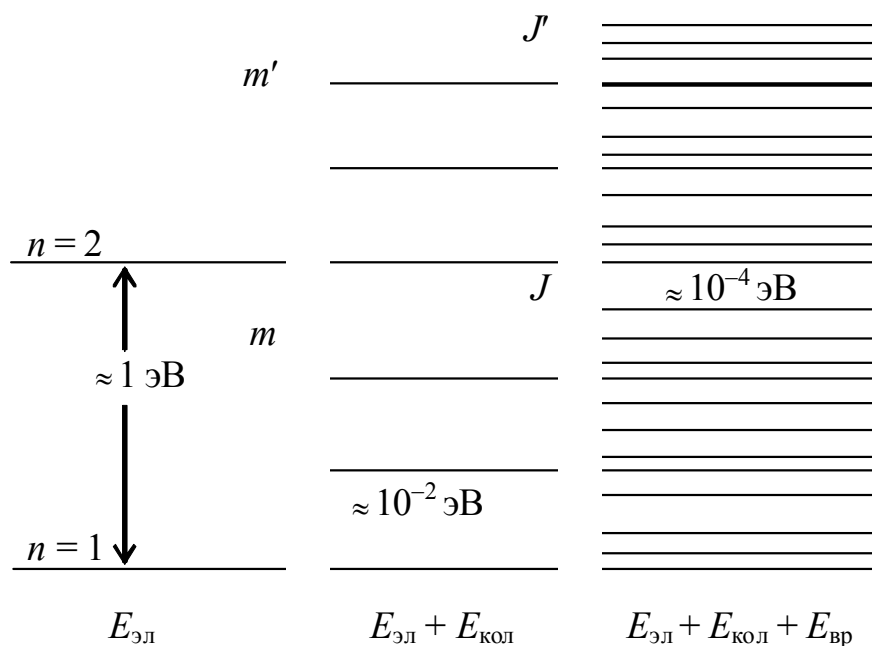


Рис. 79.1

Значение полной энергии молекулы следует находить на основе уравнения Шредингера, в котором потенциальная функция учитывает все виды движений. Однако его точное решение даже в случае двухатомной молекулы невозможно. М. Борн и Р. Оппенгеймер в 1927 г. предложили *адиабатическое приближение*, согласно которому движение электронов можно рассматривать при фиксированном положении ядер, поскольку электронные переходы происходят за столь малое время, что положение ядер не успевает измениться. В то же время колебательно движение ядер можно

рассматривать в усредненном поле быстро движущихся электронов. Вращением же молекулы как целого при исследовании электронных и колебательных состояний можно пренебречь. Из адиабатического приближения следует, что электронная энергия может рассматриваться как функция относительных координат ядер. Образование устойчивой молекулы возможно при только определенных конечных значениях всех независимых относительных координат ядер, при которых значение $E_{эл}$ минимально. Конфигурация ядер, отвечающая минимуму электронной энергии, называется *равновесной*.

В соответствии с характером энергетических уровней молекул выделяют три типа молекулярных спектров: *вращательные, колебательно-вращательные и электронно-колебательно-вращательные*. Вращательные спектры наблюдаются при переходах, в которых изменяется только вращательное состояние молекулы. С учетом правил отбора для вращательного квантового числа $\Delta J = \pm 1$, согласно которому возможны оптические переходы только между соседними уровнями, $E_{вр}$ определяется простым соотношением:

$$E_{вр} = h\nu_{вр} = (E'_{вр} - E_{вр}) = 2B(J + 1), \quad (79.2)$$

где h – постоянная Планка; $B = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 I}$ – *вращательная постоянная*; I – момент инерции молекулы. Вращательные спектры имеются лишь у тех молекул, которые обладают постоянным электрическим дипольным моментом.

Чтобы изменить равновесное положение ядер молекулы, необходимо сообщить ей энергию $E_{кол}$ примерно в 100 раз большую, чем $E_{вр}$, поэтому изменение колебательного состояния всегда сопровождается также изменением ее вращательного состояния, т. е. наблюдается колебательно-вращательный спектр:

$$E_{кол} = h\nu_{кол} = [(E'_{кол} - E_{кол}) + (E'_{вр} - E_{вр})]. \quad (79.3)$$

Необходимым условием наблюдения колебательного спектра является изменение электрического дипольного момента молекулы при ее колебаниях.

Электронные спектры наблюдаются у всех молекул. Характер электронных спектров обусловлен тем, что изменение электронного состояния молекулы сопровождается изменением ее колеба-

тельной и вращательной энергий, т. е. наблюдаются электронно-колебательно-вращательные спектры. Значения $E_{\text{эл}}$ задаются аналогичным выражением:

$$E_{\text{эл}} = h\nu_{\text{эл}} = \left[(E'_{\text{эл}} - E_{\text{эл}}) + (E'_{\text{кол}} - E_{\text{кол}}) + (E'_{\text{вр}} - E_{\text{вр}}) \right]. \quad (79.4)$$

Решая электронную задачу для двухатомной молекулы для всех возможных значений межъядерных расстояний ρ , получим набор функций $E_{\text{эл}}(\rho)$, которые называют *конфигурационными кривыми*. Поскольку функция $E_{\text{эл}}(\rho)$ определяется всеми видами внутримолекулярной энергии, кроме кинетической энергии ядер, она играет роль эффективной потенциальной энергии в *колебательной задаче*, в связи с чем ее часто называют *потенциальной кривой*.

В квантовой механике возможно точное решение колебательной задачи для осциллятора с потенциальной кривой вида

$$U(\rho) = \frac{1}{2}k(\rho - \rho_0)^2, \quad (79.5)$$

где k – *силовая постоянная* молекулы; ρ_0 – *равновесное положение*. Систему, обладающую потенциальной энергией вида (79.5), называют *линейным гармоническим осциллятором* (ЛГО). Энергия ЛГО квантуется и принимает значения:

$$E_m = h\nu_{\text{кол}} \left(m + \frac{1}{2} \right), \quad (79.6)$$

где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ – *колебательное квантовое число*. Согласно выражению (79.6) основному состоянию ($m = 0$) гармонического осциллятора соответствует минимальная энергия $\frac{h\nu_{\text{кол}}}{2}$, которую называют *энергией нулевых колебаний*, а разность энергий соседних уровней постоянна и равна $h\nu_{\text{кол}}$. Однако это приближение может использоваться только для описания колебаний малой амплитуды вблизи равновесного положения, так как форма потенциальной кривой реальной молекулы близка к параболе лишь вблизи дна потенциальной ямы, а при больших отклонениях от равновесного положения ρ_0 существенно от нее отличается. Потенциальная кривая при $\rho > \rho_0$ расширяется с ростом энергии быстрее, чем для гармонического осциллятора, проявляется

ангармоничность колебаний. Кривую потенциальной энергии реальной молекулы можно представить приближенной формулой, предложенной Ф. Морзе в 1929 г.:

$$U(\rho) = D \left[1 - e^{-\beta(\rho - \rho_0)} \right]^2. \quad (79.7)$$

Формула (79.7) содержит три параметра: глубину потенциальной ямы D , равновесное расстояние ρ_0 и константу β , которая зависит от величин D и k .

Уравнение Шредингера с потенциальной функцией вида (79.7) имеет точное аналитическое решение, при этом собственные значения энергии выражаются формулой

$$E_m = h\nu_{\text{кол}} \left(m + \frac{1}{2} \right) - \chi h\nu_{\text{кол}} \left(m + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (79.8)$$

где $\nu_{\text{кол}}$ – частота колебаний, определяемая формулой (79.6); χ – постоянная ангармоничности. Из формулы (79.8) следует, что энергия нулевых колебаний E_0 меньше, чем для ЛГО:

$$E_0 = \frac{1}{2} h\nu_{\text{кол}} - \frac{1}{4} \chi h\nu_{\text{кол}}. \quad (79.9)$$

Появление в формуле (79.9) отрицательного члена приводит к тому, что с увеличением m уровни энергии «сгущаются». Расстояния между соседними колебательными уровнями $\Delta_1 E_m = E_{m+1} - E_m$, называемые *первыми разностями энергии*, находят по следующей формуле:

$$\Delta_1 E_m = h\nu_{\text{кол}} - 2\chi h\nu_{\text{кол}}(m + 1). \quad (79.10)$$

Видно, что по мере приближения к границе диссоциации первые разности убывают по закону арифметической прогрессии, а общее количество колебательных уровней оказывается конечным. При $m = m_{\text{тр}}$ первая разность энергии становится очень малой, и формула (79.10) приводит к приближенному соотношению

$$m_{\text{тр}} + 1 \approx \frac{1}{2\chi}, \quad (79.11)$$

которое показывает, что общее количество колебательных уровней зависит только от постоянной ангармоничности χ . Подставив

это значение $m_{гр}$ в формулу (79.8) и приняв во внимание, что при $m = m_{гр}$ величина E_m равна глубине потенциальной ямы, получим выражение для D :

$$D = \frac{h\nu_{кол.}}{4\chi}. \quad (79.12)$$

2. Описание установки и метода измерений

Оптическая схема установки для изучения спектра поглощения молекулы йода представлена на рис. 79.2. В кювете 1 с прозрачными стенками создаются пары йода путем возгонки кристаллического йода при температуре примерно 320 К. Кювета подогревается с помощью нихромовой спирали 2, по которой пропускается переменный ток от понижающего трансформатора 3. Параллельный пучок света от лампы накаливания 4, сформированный линзовым конденсором 5, проходит через кювету 1 и исследуется с помощью монохроматора 6. Устройство монохроматора УМ-2 и работа с ним описаны в лабораторной работе № 78.

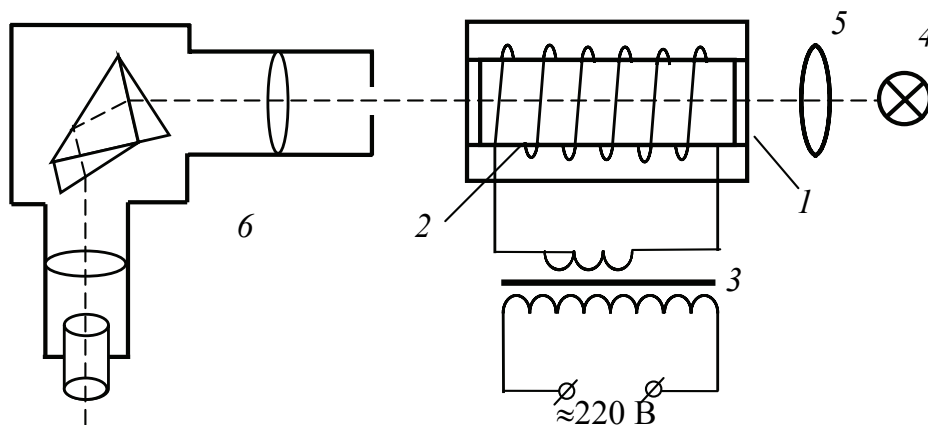


Рис. 79.2

На рис. 79.3 показана схема потенциальных кривых основного ($n = 1$) и возбужденного ($n = 2$) электронных состояний двухатомной молекулы, а их колебательные подуровни (соответственно m и m') показаны горизонтальными линиями.

Энергия диссоциации молекулы в основном и возбужденном электронном состояниях обозначена соответственно как D и D' ; A – энергия возбуждения изолированного (диссоциированного) атома. Энергия, необходимая для перехода с самого низкого коле-

бательного подуровня основного электронного состояния ($n = 1$, $m = 0$) на самый низкий колебательный подуровень первого возбужденного электронного состояния ($n = 2$, $m' = 0$), называется энергией электронного перехода молекулы $E_{эл}$. Если энергия кванта при фотовозбуждении больше, чем граничная энергия $E_{гр}$, то происходит разрыв химической связи и *диссоциация* молекулы на составные части (для двухатомной – на атомы), при этом спектр поглощения становится бесструктурным (сплошным).

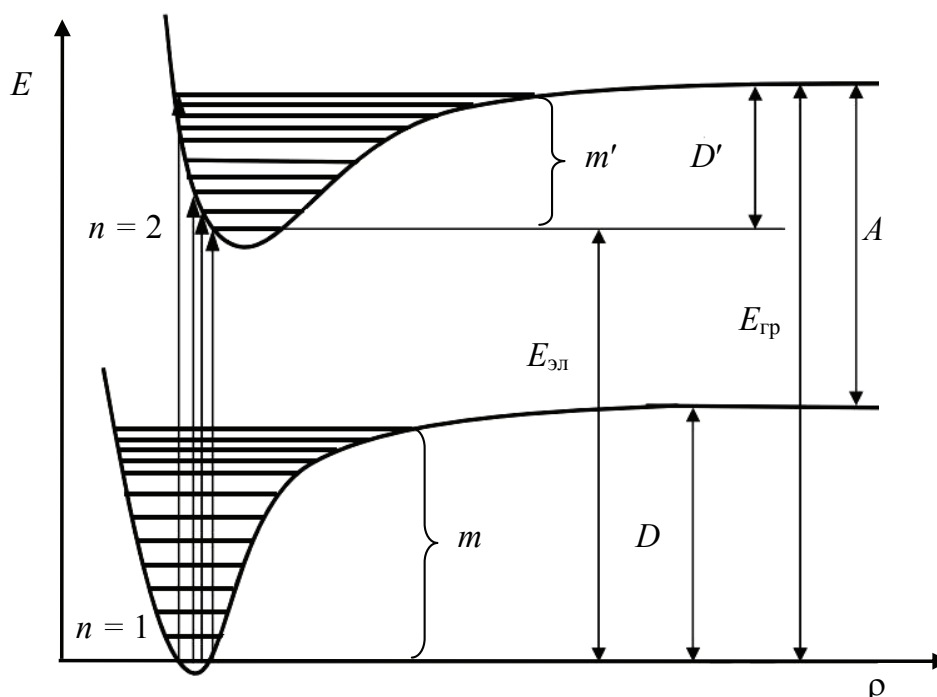


Рис. 79.3

Согласно распределению Больцмана, при относительно невысоких температурах подавляющая часть молекул находится на нижнем колебательном подуровне основного электронного состояния ($n = 1$, $m = 0$). Поэтому в спектре поглощения главным образом проявляются переходы с этого подуровня на различные колебательные подуровни первого возбужденного электронного состояния, показанные сплошными стрелками на рис. 79.3. Эти переходы ($m = 0$) \rightarrow ($m' = 0, 1, 2, \dots, m'_{гр}$) образуют главную серию электронно-колебательного спектра поглощения двухатомной молекулы. Для некоторых молекул (в том числе и для молекулы йода) число молекул на первом колебательном подуровне основного состояния ($n = 1$, $m = 1$) достаточно, чтобы в электронно-колебательном спектре поглощения проявили себя переходы

$(m = 1) \rightarrow (m' = 0, 1, 2, \dots, m'_{\text{гр}})$. Полосы, соответствующие этим переходам, образуют дополнительную серию в электронно-колебательном спектре поглощения молекулы йода и при малых значениях колебательного квантового числа m' могут даже превосходить по интенсивности полосы главной серии, но при больших значениях колебательного квантового числа m' наблюдаются практически только полосы главной серии.

Как видно из рис. 79.3, энергия электронного перехода молекулы $E_{\text{эл}}$ может быть определена по формуле

$$E_{\text{эл}} = h\nu_{\text{гр}} - D', \quad (79.13)$$

а энергия диссоциации молекулы в первом возбужденном электронном состоянии D' может быть рассчитана как сумма всех первых разностей энергии:

$$D' = \sum_{m'=0}^{m'_{\text{гр}}} \Delta_1 E_{m'}. \quad (79.14)$$

Учитывая выражение (79.10), согласно которому первые разности убывают по линейному закону, получим

$$D' = \frac{1}{2} (h\nu'_{\text{кол}} - 2h\nu'_{\text{кол}} \chi') m'_{\text{гр}}. \quad (79.15)$$

Вторым слагаемым пренебрежем ввиду малости χ' и для энергии диссоциации получим

$$D' = \frac{1}{2} h\nu'_{\text{кол}} m'_{\text{гр}}. \quad (79.16)$$

Энергия диссоциации молекулы в основном электронном состоянии D может быть рассчитана по формуле

$$D = h\nu_{\text{гр}} - A. \quad (79.17)$$

Таким образом, чтобы определить энергию электронного перехода молекулы $E_{\text{эл}}$ и энергии диссоциации молекулы D и D' , необходимо знать величины $\nu_{\text{гр}}$, $\nu'_{\text{кол}}$ и $m'_{\text{гр}}$.

Для молекулы йода экспериментальное определение коротковолновой границы $\nu_{\text{гр}}$ полосатого спектра затруднено из-за слабой интенсивности граничных полос. Однако ее можно определить, если к частоте какой-либо полосы вблизи границы добавить сумму всех остальных более высоких первых разностей:

$$\nu_{\text{гр}} = \nu_{m'} + \sum_{m'}^{m'_{\text{гр}}} \Delta_1 \nu_{m'} = \nu_{m'} + \frac{1}{2} \Delta_1 \nu_{m'} (m'_{\text{гр}} - m'). \quad (79.18)$$

Граничное колебательное квантовое число $m'_{\text{гр}}$ и частота колебаний молекулы $\nu'_{\text{кол}}$ могут быть определены исходя из анализа зависимости первых разностей $\Delta_1 E_{m'}$ от колебательного квантового числа m' . Эта зависимость может быть получена из выражения (79.10):

$$\Delta_1 \nu_{m'} = \frac{\Delta_1 E_{m'}}{h} = \nu_{\text{кол}} - 2\chi \nu_{\text{кол}} (m' + 1). \quad (79.19)$$

Если по экспериментально измеренным значениям частот $\nu_{m'}$ для хорошо различимых полос поглощения построить график $\Delta_1 E_{m'} = f(m' + 1)$, то согласно (79.19) по точке его пересечения с осью $\Delta_1 E_{m'}$ можно определить частоту колебаний молекулы $\nu'_{\text{кол}}$, а по точке пересечения с осью $(m' + 1)$ – постоянную ангармоничности χ' и граничное колебательное квантовое число $m'_{\text{гр}}$, которые связаны между собой соотношением (79.11).

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения результатов измерений.

$\varphi_3 =$		$\Delta\varphi_3 =$			
m'	Отсчет по барабану φ	Отсчет по барабану с учетом $\Delta\varphi_3$	$\nu_{m'} \cdot 10^{-14}$, Гц	$m' + 1$	$\Delta_1 \nu_{m'} \cdot 10^{-14}$, Гц

2. Выполните действия, описанные в пунктах 2–4 задания 1 лабораторной работы № 78.

3. Вращая барабан поворотного механизма призмы Аббе, подведите к остроконечному указателю яркую зеленую линию спектра ртути (№ 8 в табл. 78.1) и снимите соответствующий отсчет φ_3 по шкале барабана. Оставьте барабан в этом положении до выполнения пункта 8. Выключите ртутную лампу тумблером «Лампа ДРШ».

4. Определите поправку $\Delta\varphi_3$ на показания барабана монохроматора. Она равна разности между указанным в приложении к

установке отсчетом барабана для зеленой линии ртути и отсчетом барабана, полученным экспериментально.

5. Установите перед входной щелью монохроматора кювету с кристаллами йода и лампу накаливания с фокусирующей линзой, так как это показано на рис. 79.2. Включите в электрическую сеть трансформатор, питающий цепь нагрева кюветы.

6. Включите в сеть блок питания лампы накаливания. Отрегулируйте положение лампы накаливания и кюветы таким образом, чтобы параллельный пучок света от лампы, пройдя через кювету, попадал во входную щель монохроматора.

7. Рассматривая в окуляр спектр поглощения молекул йода, установите такой накал лампы, чтобы хорошо были видны полосы поглощения, а накал лампы был как можно меньше. Если изображение полос недостаточно резкое, отрегулируйте резкость перемещением окуляра зрительной трубы.

8. Так как исходное положение барабана монохроматора соответствует зеленой линии спектра ртути, то вблизи указателя окажется полоса поглощения молекулы йода с колебательным квантовым числом $m' = 26$. Поворачивая барабан монохроматора, подведите к указателю полосу поглощения с колебательным квантовым числом $m' = 17$ (девятая полоса слева от полосы с $m' = 26$) и определите отсчет по барабану. Подводя к указателю все без исключения полосы поглощения с колебательными квантовыми числами от $m' = 17$ до $m' = 45$ включительно, снимите соответствующие им отсчеты по барабану с точностью до 1° .

9. Рассчитайте отсчеты по барабану с учетом поправки $\Delta\varphi_3$. Для этого прибавьте данную поправку (с учетом знака) к измеренным отсчетам по барабану.

10. Пользуясь градуировочной таблицей монохроматора, которая приведена в приложении к установке, определите частоты $\nu_{m'}$, соответствующие полосам поглощения молекулы йода. Вычислите первые разности частот соседних полос поглощения.

11. Постройте график зависимости $\Delta_1 E_{m'} = f(m' + 1)$. Экстраполируя этот график до пересечения с осями координат, определите частоту $\nu'_{\text{кол}}$, соответствующую частоте колебаний молекулы йода в первом возбужденном электронном состоянии, а также значение граничного колебательного квантового числа $m'_{\text{гр}}$.

12. По формуле (79.18) определите коротковолновую границу полосатого спектра $\nu_{\text{гр}}$ (в качестве $\nu_{\text{гр}}$ используйте частоту для

полосы с $m' = 41$ и $\Delta_1 v_{m'}$, соответствующее $m' + 1 = 42$), а по формуле (79.11) – постоянную ангармоничности χ' молекулы йода.

13. С помощью формул (79.13), (79.16) и (79.17) рассчитайте для молекулы йода энергию электронного перехода $E_{эл}$, энергию диссоциации в первом возбужденном электронном состоянии D' и энергию диссоциации в основном электронном состоянии D . Энергию возбуждения атома йода примите равной $A = 0,95$ эВ.

14. Сопоставьте экспериментально определенные параметры молекулы йода с табличными значениями.

15. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте физическое обоснование разделения различных видов внутримолекулярного движения. 2. Каковы порядки величин для электронной, колебательной и вращательной энергий молекулы? 3. Объясните смысл и характер конфигурационной кривой молекулы. Как изменяется ее вид с ростом энергии электронного возбуждения? 4. Основные положения способов описания колебаний в молекуле с помощью моделей гармонического и ангармонического осцилляторов. 5. Как наблюдают спектр поглощения молекулы йода? Каков характер квантовых переходов для этого спектра? 6. Каковы закономерности расположения полос в спектре поглощения молекулы йода? 7. Каковы типы оптических спектров молекулы, каковы их характерные энергии, частоты и длины волн?

Лабораторная работа № 80 ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАЗЕРА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: ознакомиться с принципом работы лазера и определить характеристики лазерного излучения.

1. Теоретическое введение

Чтобы понять принцип работы лазера, рассмотрим процессы поглощения и излучения атомами квантов света (фотонов). Атом может находиться в различных энергетических состояниях с энерги-

ями E_1 , E_2 и т. д. В теории Бора эти состояния называются стабильными. Состояние с энергией E_1 представляет собой основное состояние атома. Без внешнего воздействия атом может находиться в этом состоянии неограниченно долго. Все другие энергетические состояния нестабильны. Состояние атома с энергией E_2 представляет собой возбужденное состояние ($E_2 > E_1$). В это состояние атом переходит под действием внешних возбуждающих факторов, сообщающих атому дополнительную энергию. Атом в возбужденном состоянии может пребывать лишь очень короткое время, порядка 10^{-8} с, после этого он самопроизвольно переходит в одно из низших энергетических состояний, испуская фотон энергией $h\nu$, частоту которого можно определить из второго постулата Бора. Такое самопроизвольное, не обусловленное внешними причинами излучение возбужденного атома называется *спонтанным излучением* (рис. 80.1).

Переход атома в более высокое энергетическое состояние (*возбужденное состояние*) может происходить при резонансном поглощении фотона, энергия которого равна разности энергий атома в конечном и начальном состояниях (рис. 80.2). В некоторых энергетических состояниях, называемых *метастабильными*, атом может пребывать значительно большее время, порядка 10^{-3} с. А. Эйнштейн предсказал, что переход электрона в атоме с верхнего энергетического уровня на нижний может происходить под влиянием внешнего электромагнитного поля, частота которого равна собственной частоте перехода (рис. 80.3).

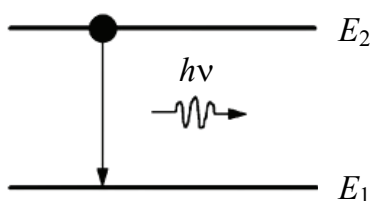


Рис. 80.1

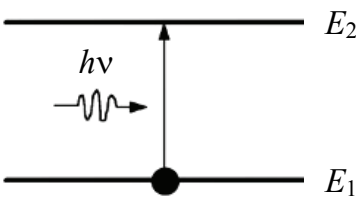


Рис. 80.2

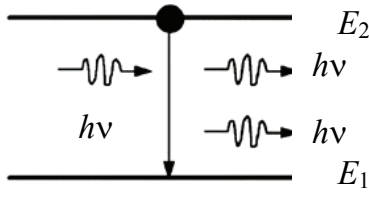


Рис. 80.3

Возникающее при этом излучение называют *вынужденным* или *индуцированным*. Вынужденное излучение обладает удивительным свойством. Оно резко отличается от *спонтанного излучения*. Если фотоны спонтанного излучения испускаются в случайных направлениях, то фотон вынужденного излучения испускается в том же направлении, что и фотон внешнего электромагнитного поля. Испущенные фотоны, двигаясь в одном направлении и

встречая другие возбужденные атомы, могут стимулировать дальнейшие вынужденные переходы. При этом число фотонов растет лавинообразно. Формируется электромагнитная волна, являющаяся точной, только усиленной, копией исходной волны. С ростом числа актов вынужденного испускания интенсивность волны возрастает, а ее частота, фаза, поляризация и направление распространения остаются неизменными. Происходит когерентное усиление электромагнитного излучения. Именно индуцированное излучение является физической основой работы лазеров.

В термодинамически равновесных системах в состоянии с меньшей энергией E_1 всегда находится большее число атомов, чем в состоянии с большей энергией E_2 . Поэтому число актов поглощения преобладает над числом актов излучения и среда ослабляет падающее на нее излучение. По мере распространения излучения в веществе его энергия уменьшается согласно закону Бугера:

$$I(z) = I_0 e^{-\mu z}, \quad (80.1)$$

где $I(z)$ – интенсивность излучения в веществе на глубине z ; I_0 – интенсивность излучения на входе в слой вещества; μ – коэффициент поглощения вещества.

Для сред, поглощающих излучение, коэффициент поглощения μ положителен (рис. 80.4). В 1939 г. В. А. Фабрикант показал, что существуют среды с отрицательным коэффициентом поглощения, при распространении в которых электромагнитное излучение будет усиливаться. Чтобы среда усиливала падающее на нее излучение, необходимо создать неравновесное состояние системы, при котором число атомов в возбужденных состояниях было бы больше, чем их число в основном состоянии. Такие состояния называются состояниями с *инверсной заселенностью энергетических уровней*. Процесс создания неравновесного состояния вещества называется *накачкой*, которую можно осуществить оптическими, электрическими и другими способами. В средах в инверсном состоянии вынужденное излучение может превысить поглощение, поэтому падающий пучок света при прохождении через эти среды будет усиливаться. Такие среды называются *активными*.

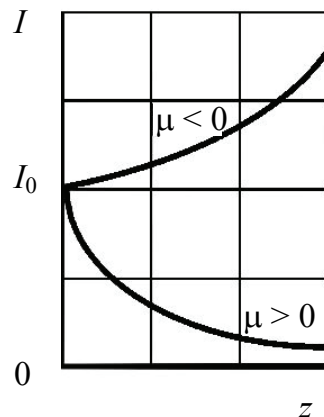


Рис. 80.4

Идея усиления и генерации вынужденного излучения активной средой была реализована в 1955 г. в СССР Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и в США Ч. Таунсом, Дж. Вебером и др. В первом приборе квантовой электроники – молекулярном генераторе – активной средой являлся пучок молекул аммиака. Молекулярные квантовые генераторы такого типа получили название *мазеров* (от аббревиатуры английского выражения *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – усиление микроволн с помощью вынужденного излучения). Возможность усиления и генерации электромагнитного излучения в оптическом диапазоне была обоснована в работах Н. Г. Басова, А. М. Прохорова, Ч. Таунса, А. Шавлова. В 1960 г. был создан (Г. Мейман, США) оптический квантовый генератор, получивший название *лазера* (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – усиление света с помощью вынужденного излучения).

Лазер имеет три основных компонента: 1) *активную среду*, в которой создаются состояния с инверсной заселенностью; 2) *систему накачки* – устройство для создания инверсии в активной среде; 3) *оптический резонатор* – устройство, выделяющее в пространстве избирательное направление пучка фотонов и формирующее выходящий световой пучок.

Наиболее простая схема создания инверсной заселенности – это использование трехуровневых систем. Инверсная населенность уровней создается с помощью дополнительного излучения большой мощности, переводящего систему из основного состояния 1 в состояние 3 (рис. 80.5).

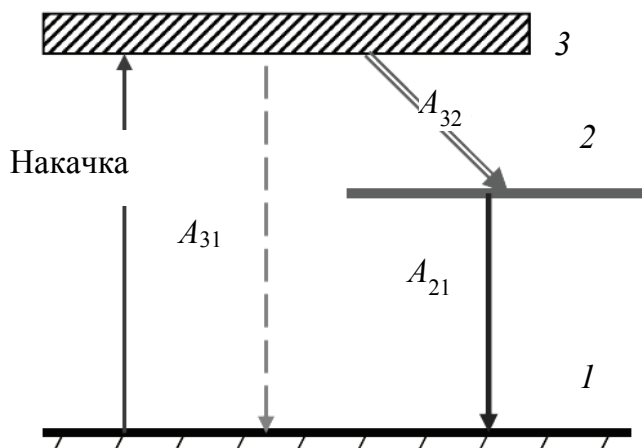


Рис. 80.5

Уровень 3 подбирается таким, чтобы он имел большую энергетическую ширину, т. е. имел бы малое время жизни и быстро распадался. При этом возбужденная система спонтанно переходит на уровень 1 (обратно в основное состояние) и на другой возбужденный уровень 2. Причем система подобрана таким образом, чтобы вероятность A_{32} перехода на уровень 2 была достаточно большая. Уровень 2 подбирается долгоживущим, так что за время накачки на нем накапливается значительное число возбуждений и его заселенность становится выше заселенности основного состояния. Для создания такого процесса активную среду помещают в резонатор.

Накачка лазера бывает различной как по механизму, так и по длительности. По длительности она подразделяется на непрерывную и импульсную, отсюда и излучение лазера бывает непрерывным и импульсным. В импульсном режиме можно создать большие мощности излучения.

Резонатор представляет собой систему двух зеркал, между которыми располагается активная среда. Зеркала могут быть плоскими, выпуклыми или вогнутыми. Важнейшее их свойство – высокие значения коэффициента отражения. Используются зеркала с многослойным диэлектрическим покрытием, обладающие сильным отражением и почти не поглощающие света. Коэффициент отражения одного зеркала составляет обычно около 0,5 (т. е. 50%), другого – не менее 0,98 (т. е. почти 100%). Оптические поверхности зеркал обрабатываются с точностью до сотых долей рабочей длины волны света и устанавливаются строго параллельно друг другу. Система зеркал (резонатор) позволяет выбрать преимущественное направление движения фотонов – вдоль оси, или точнее, под очень малыми углами к ней. Эти фотоны отражаются от зеркал и опять возвращаются в активную среду, стимулируя другие атомы метастабильного уровня к вынужденному переходу в основное состояние. Следовательно, количество фотонов в этом направлении увеличивается. Фотоны, летящие в других направлениях, покидают активную среду без образования каскадов фотонов. Таким образом, резонатор обеспечивает многократное происхождение световых волн, распространяющихся вдоль его оси по усиливающей среде, вследствие чего достигается высокая мощность излучения.

Для возникновения генерации лазерного излучения необходимо, чтобы на длине резонатора укладывалось целое число m полуволн, т. е. $L = m\lambda/2$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). При достижении определен-

ной мощности (она должна превышать потери при отражении от зеркал) излучение выходит через полупрозрачное зеркало. Из-за участия в развитии генерации только той части квантов, которые параллельны оси резонатора, коэффициент полезного действия (КПД) у большинства лазеров обычно не превышает 1%.

Одним из самых распространенных газовых лазеров в настоящее время является лазер на смеси гелия и неона. He–Ne лазеры (рис. 80.6) относятся к классу газовых непрерывных лазеров. Они имеют невысокую мощность излучения (не более 100 мВт), отличаются простотой в эксплуатации, относительно дешевы, излучают в видимой области спектра и обладают достаточно высокой стабильностью излучения. В корпусе 1 имеется пустотелый цилиндрический анод 2, накаливаемый катод 4, газоразрядная трубка 3 и источник питания 7. Сферические зеркала 5 и 6 с многослойным диэлектрическим покрытием составляют оптический резонатор. Устройством накачки является газоразрядная трубка 3, заполненная смесью инертных газов He и Ne с парциальными давлениями соответственно 133 и 13 Па (1 и 0,1 мм рт. ст.). Трубка помещена между зеркалами 5 и 6. В загнутых концах трубки расположены анод и катод, между которыми прикладывается высокое напряжение (1,0–2,5 кВ). Под действием электрического поля в газе, заполняющем трубку, возникает самостоятельный разряд, сила тока которого составляет несколько десятков миллиампер.

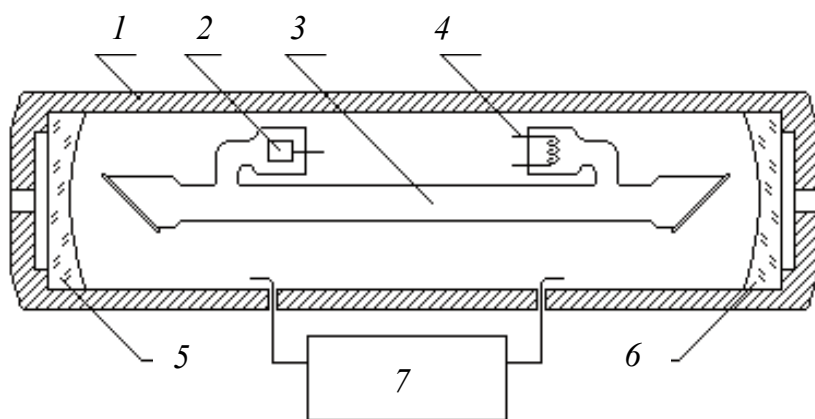


Рис. 80.6

Общее давление в смеси составляет порядка 10^2 Па при соотношении компонент He и Ne примерно 10 : 1. Активным газом, на котором возникает генерация на длине волны 632,8 нм (ярко-

красный свет) в непрерывном режиме, является неон. Гелий является буферным газом, он участвует в механизме создания инверсной населенности одного из верхних уровней неона. Излучение He–Ne лазера обладает исключительной монохроматичностью. Расчеты показывают, что спектральная ширина линии генерации He–Ne лазера составляет $\Delta\nu \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Гц.

На рис. 80.7 представлена упрощенная схема энергетических уровней гелия и неона и механизм создания инверсной населенности лазерного перехода.

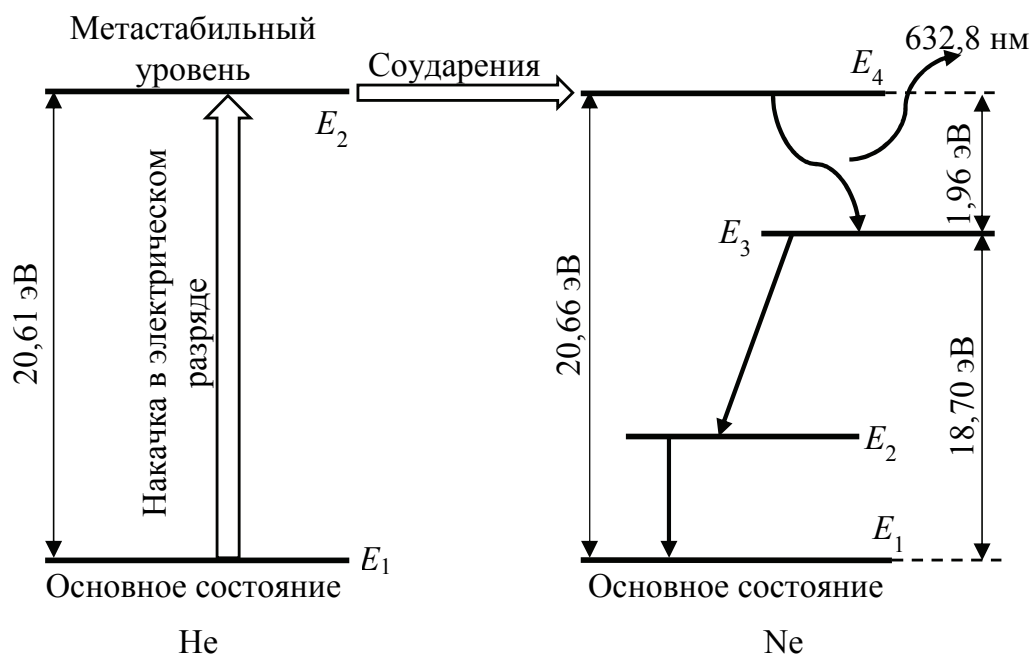


Рис. 80.7

Накачка лазерного перехода $E_4 \rightarrow E_3$ в неоне осуществляется следующим образом. В высоковольтном электрическом разряде вследствие соударений с электронами значительная часть атомов гелия переходит в верхнее метастабильное состояния E_2 . Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном состоянии, и передают им свою энергию. Уровень E_4 неона расположен на 0,05 эВ выше метастабильного уровня E_2 гелия. Недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. На уровне E_4 неона возникает инверсная населенность по отношению к уровню E_3 , который сильно обедняется за счет спонтанных переходов на ниже-расположенные уровни. При достаточно высоком уровне накачки

в смеси гелия и неона начинается лавинообразный процесс размножения идентичных когерентных фотонов. Если кювета со смесью газов помещена между высокоотражающими зеркалами, то возникает лазерная генерация.

Мощность излучения He–Ne лазера невелика (порядка десятых долей ватта), но высокая монохроматичность и направленность излучения, простота устройства обусловили их широкое применение. КПД He–Ne лазера составляет 0,01%.

Основные свойства лазерного излучения:

1) высокая монохроматичность, $\Delta\lambda < 10^{-11}$ м (монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты);

2) высокая временная и пространственная когерентность. Это означает, что фазы электромагнитных волн, испускаемых различными атомами активного элемента, или одинаковы, или взаимосогласованы. Также у излучения лазера большая длина когерентности (10^5 м), т. е. наибольшее расстояние вдоль направления распространения волны, на котором колебания можно считать еще когерентными между собой;

3) высокая плотность излучения (интенсивность);

4) малая расходимость лазерного пучка (на Луне дает пятно диаметром 3 км);

5) высокая степень поляризации пучка.

В состав многих лазеров входят дополнительные устройства для управления излучением, расположенные либо внутри резонатора, либо вне его. С помощью этих устройств отклоняется и фокусируется лазерный луч, изменяются различные параметры излучения. Длина волны у разных лазеров может составлять 0,1–100,0 мкм. При импульсном излучении длительность импульсов бывает в пределах от 10^{-3} до 10^{-15} с.

Существует множество лазеров разного типа. Они различаются активной средой и способом накачки. Существуют лазеры твердотельные, газовые, полупроводниковые и жидкостные – в зависимости от типа активной среды. По методу накачки выделяют оптические, тепловые, химические, электро-ионизационные и другие лазеры. Из многих способов накачки наиболее универсальны оптическая накачка и накачка с помощью электрического разряда. Следует отметить, что накачка может быть непрерывной и импульсной. Последняя удобна для получения

импульсного лазерного излучения и выгодна тем, что активная среда меньше нагревается и, следовательно, облегчается ее охлаждение. По режиму генерации лазеры подразделяются на непрерывные и импульсные.

2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка (рис. 80.8) представляет собой лазер (целуказатель лазерный), который установлен на оптической скамье 1.

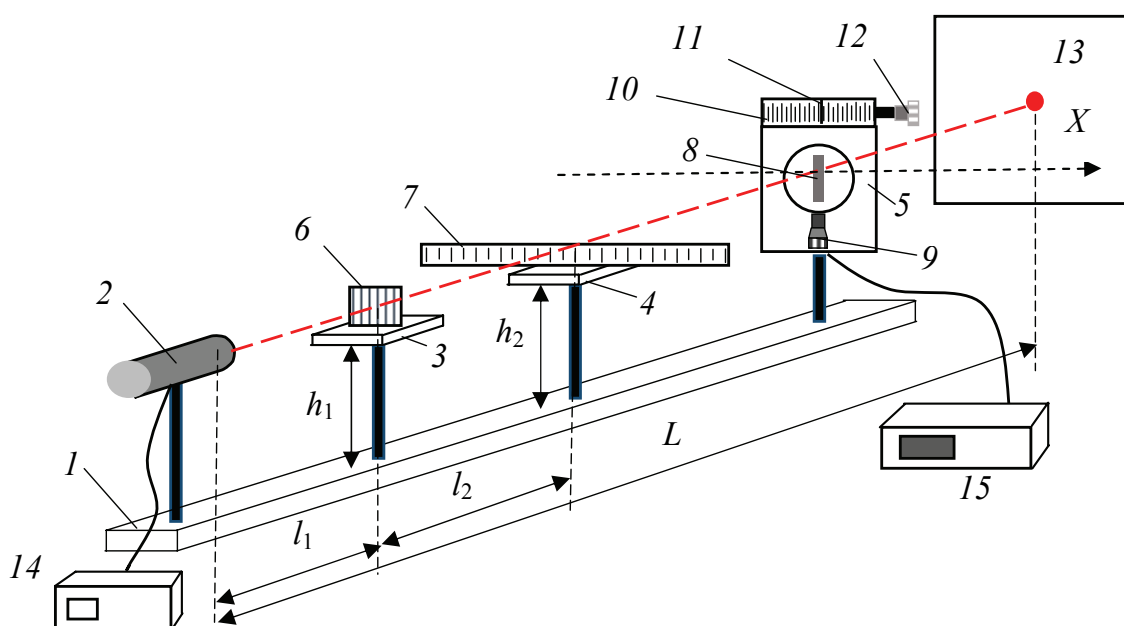


Рис. 80.8

Источником излучения в целуказателе является лазерный излучающий диод. Блок питания 14 лазера расположен отдельно. На оптической скамье расположены горизонтальные столики 3 и 4, на которые в ходе выполнения лабораторной работы устанавливают дифракционную решетку 6 и линейку 7, а также измерительный блок 5. Измерительный блок содержит щель 8, ширина которой может регулироваться микрометрическим винтом 9. За щелью установлен фотоэлемент, соединенный с микроамперметром 15. Щель и фотоэлемент могут перемещаться в горизонтальном направлении координатной оси X при вращении ручки 12. Перемещение фиксируется по линейке 10 относительно неподвижной метки 11. Также имеется экран 13 с миллиметровой сеткой.

1. Определение длины волны излучения лазера. После прохождения через дифракционную решетку лазерного луча на линейке возникает дифракционная картина, которая представляет собой совокупность красных пятен, соответствующих главным дифракционным максимумам нулевого, первого, второго и т. д. порядков (рис. 80.9).

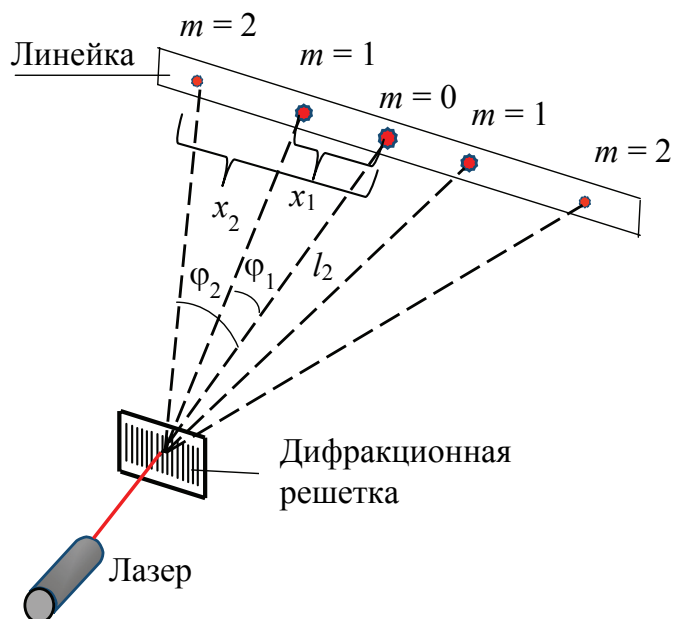


Рис. 80.9

Длина волны излучения определяется из условия главных дифракционных максимумов:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (80.2)$$

где d – постоянная дифракционной решетки; φ – угол дифракции; m – порядок дифракционного спектра; λ – длина волны.

Угол дифракции вычисляется по формуле

$$\varphi = \arctg \frac{x}{l_2}, \quad (80.3)$$

где x – расстояние между нулевым и m -ым максимумами ($m = 1, 2, \dots$); l_2 – расстояние между дифракционной решеткой и линейкой.

2. Оценка направленности излучения лазера. Малое угловое расхождение лазерного луча можно оценить, помещая экраны на разных расстояниях L_1 и L_2 от лазера (рис. 80.10).

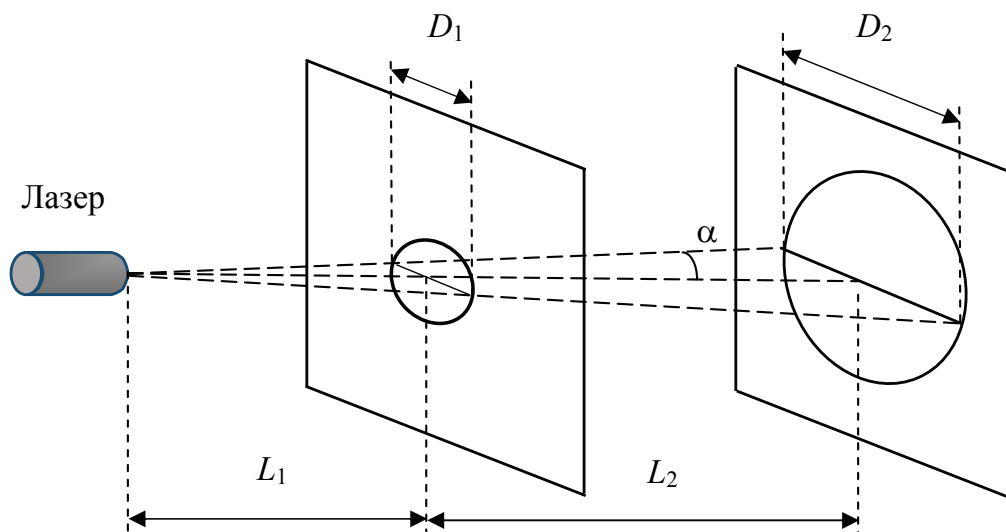


Рис. 80.10

Измерив расстояние L_2 между положениями экранов и диаметры D_1 , D_2 световых пятен на экранах, можно определить угловое расхождение светового пучка по формуле

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{D_2 - D_1}{2L_2}. \quad (80.4)$$

3. Изучение распределения интенсивности света в лазерном пучке. Изучение распределения интенсивности света в лазерном пучке выполняется при помощи измерительного блока 5 (рис. 80.8). При смещении щели и фотозлемента по диаметру светового пятна лазерного излучения вдоль горизонтальной координатной X прямой с определенным шагом показания микроамперметра вначале будут расти, а затем уменьшаться.

Так как сила фототока i пропорциональна интенсивности I света ($i \sim I$), то измеряя величину силы фототока, можно определить интенсивность света. Построив график распределения относительной интенсивности света в поперечном сечении светового пучка лазерного излучения $I/I_{\max} = f(X)$ (рис. 80.11), можно оценить диаметр светового пятна лазерного пучка. Для этого следует по графику для $I/I_{\max} = 1/e = 0,37$ найти координаты x_1 , x_2 и по формуле

$$d = x_2 - x_1 \quad (80.5)$$

рассчитать диаметр светового пятна.

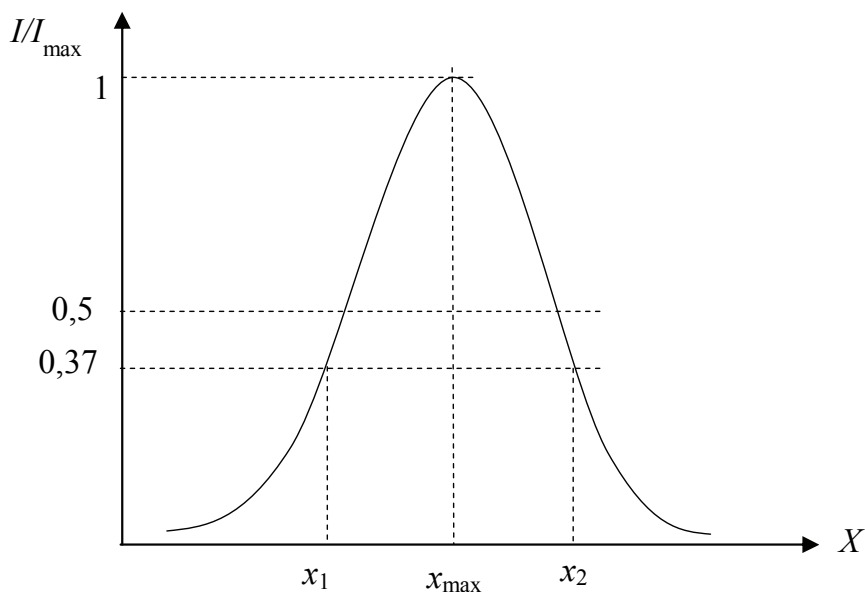


Рис. 80.11

3. Порядок выполнения работы

Внимание! При работе с лазером помните, что попадание в глаза прямого лазерного излучения опасно для зрения.

Задание 1. Определение длины волны излучения лазера.

1. Подготовьте табл. 80.1 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 80.1

$l_1 =$		$l_2 =$		$d = 4 \text{ мкм (ауд. 503) и } 2 \text{ мкм (ауд. 513)}$	
m	$x_i,$	$\varphi_i,$	$\lambda,$	$\langle \lambda \rangle,$	
1					
2					

2. Установите столик 3 на расстоянии $l_1 = 0,39\text{--}0,51 \text{ м}$, а столик 4 на расстояние $l_2 = 0,73\text{--}0,79 \text{ м}$ от лазера (рис. 80.8). Высота столика 4 от оптической скамьи должна составлять $h_2 = 16,5 \text{ см}$. На столик 3 установите дифракционную решетку 6, а на столик 4 положите зеркальную линейку 7.

3. Включите в сеть блок питания 14 лазера.

4. Двигая столики 3 и 4 в указанных пределах (пункт 2) вдоль оптической скамьи и регулируя высоту столика 3 от оптической скамьи h_1 , выведите лазерный луч в центр дифракционной решетки

и получите дифракционную картину с центральным дифракционным максимумом ($m = 0$) и максимумами 1-го и 2-го порядков на линейке 7 (рис. 80.9). Значения l_1 и l_2 занесите в табл. 80.1.

5. Измерьте расстояния x_1 и x_2 от центрального максимума до дифракционных максимумов 1-го и 2-го порядков (рис. 80.9). Запишите результаты измерений в табл. 80.1.

6. Выключите блок питания 14 лазера.

7. По формуле (80.3) рассчитайте углы дифракции φ_1 и φ_2 .

8. Из условия главных дифракционных максимумов (80.2) определите длину волны λ излучения лазера и рассчитайте ее среднее значение $\langle \lambda \rangle$.

Задание 2. Оценка направленности излучения лазера.

1. Подготовьте табл. 80.2 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 80.2

$L_1 =$	$D_1 =$ мм		
$L_2,$	$D_2,$ мм	$\alpha,$	$\langle \alpha \rangle,$

2. Снимите с оптической скамьи линейку и дифракционную решетку.

3. Включите в сеть блок питания 14 лазера.

4. Возьмите экран 13 с миллиметровой сеткой и установите на оптическую скамью перпендикулярно лазерному лучу на расстоянии $L_1 = 5-10$ см от выходного отверстия лазера. Измерьте диаметр D_1 светового пятна на экране (рис. 80.10).

5. Отодвиньте экран от предыдущего положения экрана 13 на расстояние L_2 , чтобы произошло заметное изменение диаметра светового пятна лазерного излучения на экране. Измерьте диаметр светового пятна D_2 .

6. Увеличивая расстояние L_2 , повторите измерения диаметра D_2 светового пятна еще два раза.

7. Выключите блок питания 14 лазера.

8. Рассчитайте угловую расходимость излучения лазера по формуле (80.4) и ее среднее значение $\langle \alpha \rangle$. Полученные значения угла в радианах переведите также в градусы.

Задание 3. Изучение распределения интенсивности света в лазерном пучке

1. Подготовьте табл. 80.3 для занесения и обработки результатов измерений.

Таблица 80.3

Номер измерения	1	2	3	4	5	6	7	...
x , мм								
i , мкА								
i/i_{\max}								

2. Включите в сеть блок питания *14* лазера и микроамперметр *15*.

3. Выведите световое пятно лазера в центр щели *8* измерительного блока *5*. Установите щель на краю светового пятна, вращая ручку *12*. Показания микроамперметра должны равняться нулю. Запишите значение координаты x (мм), соответствующее этому положению щели и фотоэлемента.

4. Смещая щель и фотоэлемент вращением ручки *12* по диаметру светового пятна вдоль горизонтальной координатной X прямой через $0,5$ мм, записывайте значения координат x и показания микроамперметра i , которые вначале будут расти, а затем уменьшаться до нуля. Перемещение фиксируется по линейке *10* относительно неподвижной метки *11* (рис. 80.8). Полученные данные занесите в табл. 80.3.

5. Выключите блок питания *14* лазера.

6. Рассчитайте отношение i/i_{\max} .

7. Полагая, что сила i фототока пропорциональна интенсивности I света ($i \sim I$), и измеряя величину силы фототока, можно определить интенсивность света. Тогда $I/I_{\max} = i/i_{\max}$.

8. Постройте график распределения относительной интенсивности света в поперечном сечении светового пучка лазерного излучения $I/I_{\max} = f(x)$ (рис. 80.11). По графику найдите координату x_{\max} , которой соответствует максимальная интенсивность. Примите значение этой координаты за центр светового пятна лазерного излучения.

9. Определите по графику координаты x_1 и x_2 для $I/I_{\max} = 1/e = 0,37$ (рис. 80.11). Оцените диаметр светового пятна лазерного пучка d по формуле (80.5).

10. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Опишите механизм возникновения спонтанного и вынужденного излучения. Как происходит усиление света в активных средах? 2. Каковы характерные особенности вынужденного излучения атомов? 3. Что такое инверсная заселенность энергетических уровней и как ее можно создать? 4. Что такое мазер, лазер? 5. Поясните схему трехуровневой системы для создания инверсной заселенности. 6. Какой процесс называется накачкой? Дайте классификацию накачки лазера по механизму и по длительности. 7. Каково назначение оптического резонатора в лазере? 8. Опишите устройство и принцип действия He–Ne лазера. 9. Как создается инверсная заселенность He–Ne лазера? 10. Назовите основные свойства лазерного излучения. Чем обусловлена высокая монохроматичность и направленность излучения лазера? 11. Классификация лазеров по типу активной среды, режиму работы, длине волны излучения, мощности.

Лабораторная работа № 81 ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Цель работы: изучить явление дифракции электронов и основы метода электронографии; определить межплоскостные расстояния и индексы Миллера кристаллической решетки железа; проверить соотношение между теоретическими и экспериментальными значениями длин волн де Бройля для электронов.

1. Теоретическое введение

В работах А. Эйнштейна по фотоэффекту была выдвинута концепция *корпускулярно-волнового дуализма*, которая предполагает одновременное существование у электромагнитного излучения волновых и корпускулярных свойств. Эти представления были развиты Луи де Бройлем, который высказал предположение, что корпускулярно-волновой дуализм также присущ и всем без исключения частицам. Любая частица может рассматриваться как некоторая волна (*Ψ-волна*), которая называется *волной де Бройля*.

Квантовая механика придала представлениям о Ψ -волнах де Бройля точный физический смысл. В квантовой механике состояние частицы описывается *волновой функцией* $\Psi(x, y, z, t)$. Эта функция является решением волнового уравнения (*уравнения Шредингера*), а ее квадрат имеет смысл *плотности вероятности* нахождения частицы в объеме dV в окрестностях точки с координатами (x, y, z) .

Длина волны де Бройля $\lambda_{\text{Бр}}$ связана с величиной импульса частицы p таким же соотношением, как длина световой волны с импульсом фотона:

$$\lambda_{\text{Бр}} = \frac{h}{p}, \quad (81.1)$$

где h – постоянная Планка. После прохождения в электрическом поле разности потенциалов U электроны приобретают кинетическую энергию $E_{\text{к}} = eU$ и импульс p , который в *нерелятивистском* приближении равен

$$p = \sqrt{2m_e eU}, \quad (81.2)$$

где m_e – масса покоя электрона; e – элементарный заряд. Подставив формулу (81.2) в (81.1), получаем выражение для длины волны де Бройля электрона в *нерелятивистском* приближении:

$$\lambda_{\text{Бр}}^* = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}. \quad (81.3)$$

Это выражение применимо для электронов с энергиями до 10^3 эВ, но при больших энергиях необходимо учесть *релятивистские эффекты*. Для определения импульса электрона воспользуемся релятивистскими соотношениями (81.4) и (81.5):

$$E^2 - p^2 c^2 = m_e^2 c^4; \quad (81.4)$$

$$E_{\text{к}} = E - m_e c^2, \quad (81.5)$$

где E – полная энергия электрона; $E_{\text{к}}$ – кинетическая энергия электрона. Исключив E из выражений (81.4) и (81.5), получим выражение для импульса электрона в релятивистском случае:

$$p = \sqrt{2m_e eU \left(1 + \frac{eU}{2m_e c^2} \right)}. \quad (81.6)$$

Подставив формулу (81.6) в (81.1), получим точное релятивистское выражение для длины волны де Бройля $\lambda_{\text{Бр}}$:

$$\lambda_{\text{Бр}} = \frac{\lambda_{\text{Бр}}^*}{\sqrt{1 + \frac{eU}{2m_e c^2}}}. \quad (81.7)$$

Для энергии электронов в диапазоне $1-10^4$ эВ длина волны де Бройля $\lambda_{\text{Бр}}$ лежит в пределах от 10^{-11} до 10^{-9} нм, т. е. в рентгеновском диапазоне. Поэтому проявление волновых свойств электронов следует ожидать в тех же случаях, когда наблюдаются волновые эффекты (дифракция и интерференция) рентгеновских лучей, например при их рассеянии на кристаллических решетках тел, которые играют роль естественной дифракционной решетки (рис. 81.1).

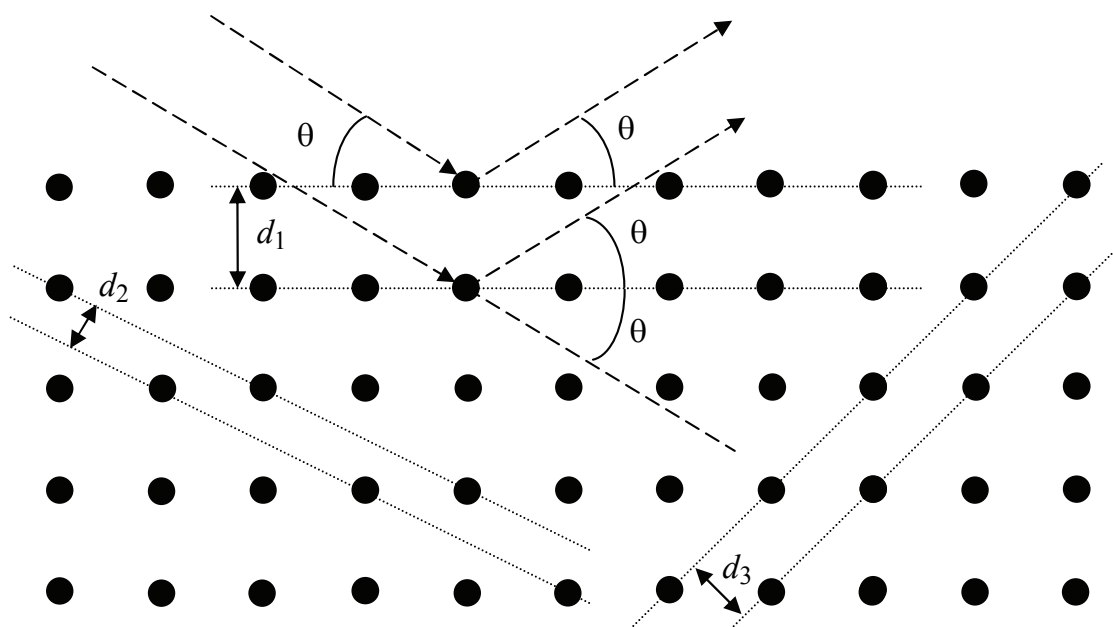


Рис. 81.1

Действительно, дифракция электронов на кристаллах была обнаружена экспериментально К. Дэвиссоном и Л. Джермером, и независимо от них Дж. П. Томсоном в 1927 г. Дифракция электронов проявляется в том, что при взаимодействии с кристаллом пучок электронов ведет себя как волна, аналогично рентгеновским лучам. В результате электронные пучки отклоняются в определенных направлениях (направлениях максимумов дифракции), которые можно найти с помощью формулы Вульфа – Брэггов:

$$2d \sin \theta = n\lambda_{\text{бр}}, \quad (81.8)$$

где d – межплоскостное расстояние между соседними параллельными кристаллографическими плоскостями; θ – угол скольжения, т. е. угол между направлением падающего пучка электронов и кристаллографической плоскостью; n – порядок дифракции. В кристалле имеется не одна, а несколько кристаллографических плоскостей, каждая из которых проявляет себя в дифракционной картине особым образом из-за различия в величине межплоскостного расстояния d (рис. 81.1).

Благодаря наличию у электронов электрического заряда их взаимодействие с веществом гораздо сильнее, чем для квантов рентгеновского излучения с той же энергией. Поэтому при наблюдении дифракции электронов в качестве образцов используют тонкие (10^{-8} – 10^{-7} м) пленки, в то время как в экспериментах по дифракции рентгеновских лучей, как правило, необходимо использовать образцы толщиной не менее 10^{-3} м.

2. Описание установки и метода измерений

Дифракция электронов лежит в основе электронографии – метода изучения структуры вещества, основанного на рассеянии ускоренных электронов веществом. Электронография используется для изучения атомной структуры кристаллов, аморфных тел и жидкостей, а также молекул в газах и парах. Для регистрации дифракционной картины используют специальные приборы – электронографы. Широкое распространение получил метод наблюдения дифракции электронов, предложенный в 1927 г. Дж. П. Томсоном. Принцип работы электронографа показан на рис. 81.2. Электронный пучок 1, сформированный и ускоренный *электронной пушкой* ([2], лабораторная работа № 40), попадает на образец 3, прошедшие образец дифрагировавшие пучки 2 либо фотографируются (электронограмма 5), либо регистрируются фотоэлектрическим устройством. Каждый из прошедших образец электронных пучков формируется в результате дифракции на определенной кристаллографической плоскости 4. Поскольку расстояния d для различных кристаллографических плоскостей (рис. 81.1) отличаются друг от друга, то согласно условию Вульфа – Брэггов (81.8) максимумы дифракции наблюдаются под разными углами θ , т. е. дифрагировавшие пучки отклоняются под разными углами θ .

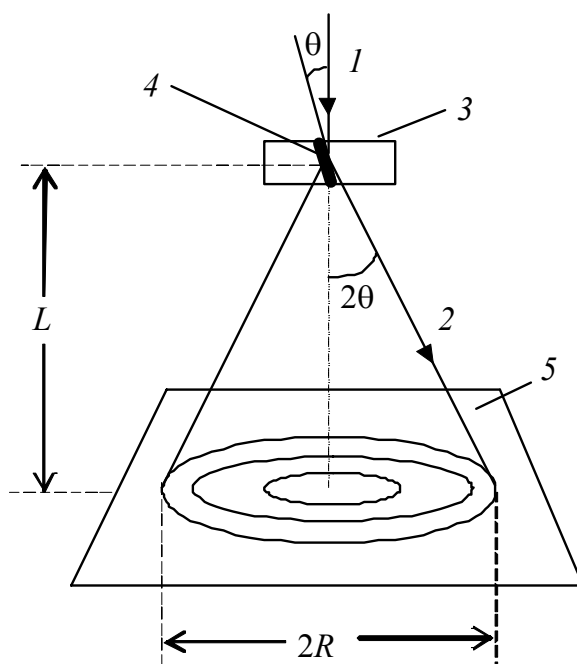


Рис. 81.2

В результате для *поликристаллического* образца (например, для металлической фольги) на фотопластинке регистрируется дифракционная картина в виде концентрических колец (рис. 81.3, *а*). В случае *монокристаллических* образцов электронограммы состоят из отдельных пятен, симметрично расположенных по концентрическим окружностям (рис. 81.3, *б*). Электронограммы от *аморфных* (некристаллических) образцов имеют вид сильно размытых сплошных концентрических колец (рис. 81.3, *в*).

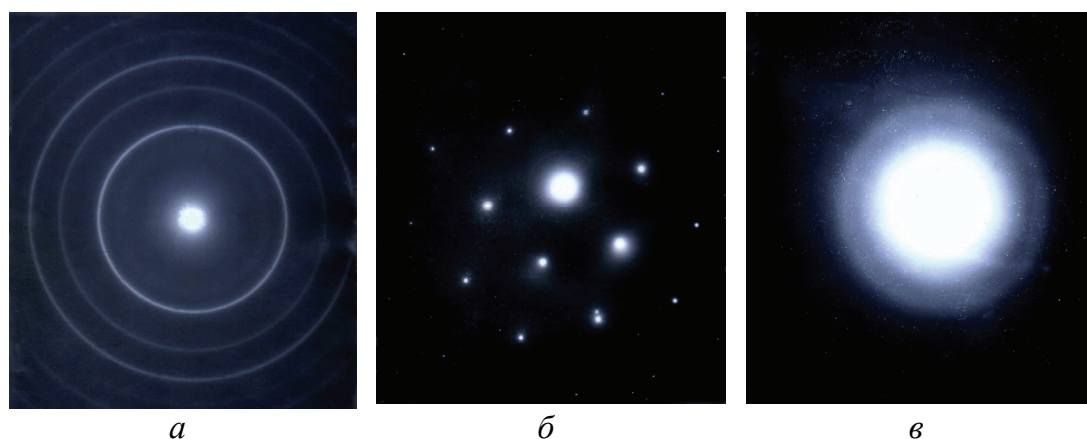


Рис. 81.3

Кольцевая структура электронограммы *поликристаллического* образца объясняется следующим образом. Такой образец содержит

большое количество хаотически ориентированных микроскопических кристаллов. Условие максимума для дифрагировавших электронов (81.8) будет выполняться только для тех кристаллографических плоскостей, которые ориентированы в пространстве определенным образом. В результате электроны будут распространяться в направлениях, формирующих образующую конуса с углом раскрытия 2θ (рис. 81.2), и в плоскости фотопластинки наблюдается дифракционное кольцо.

Найдем соотношение, связывающее радиус R дифракционного кольца с соответствующим межплоскостным расстоянием d . Анализируя распространение электронного пучка (рис. 81.2), можно заключить, что $R = L \operatorname{tg} 2\theta$, где L – расстояние от образца до фотопластинки (постоянная электронографа). Выразив величину угла θ и подставив ее в условие Вульфа – Брэггов (81.8), получаем выражение для величины d :

$$d = \frac{n\lambda_{\text{Бр}}}{2 \sin \left[\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{R}{L} \right) \right]}. \quad (81.9)$$

Поскольку условие Вульфа – Брэггов (81.8) может выполняться для нескольких кристаллографических плоскостей с различными значениями d , а для любой из них может наблюдаться несколько порядков дифракции n , то электронограмма, как правило, состоит из нескольких концентрических колец, число и диаметры которых зависят от структуры исследуемого образца.

Межплоскостное расстояние d зависит от положения кристаллографической плоскости в кристалле (см. рис. 81.1), которое принято указывать тремя целыми числами (hkl) . Эти числа носят название *индексов Миллера*. Значения индексов Миллера обратно пропорциональны длинам отрезков, отсекаемых кристаллографической плоскостью на осях декартовых координат (рис. 81.4).

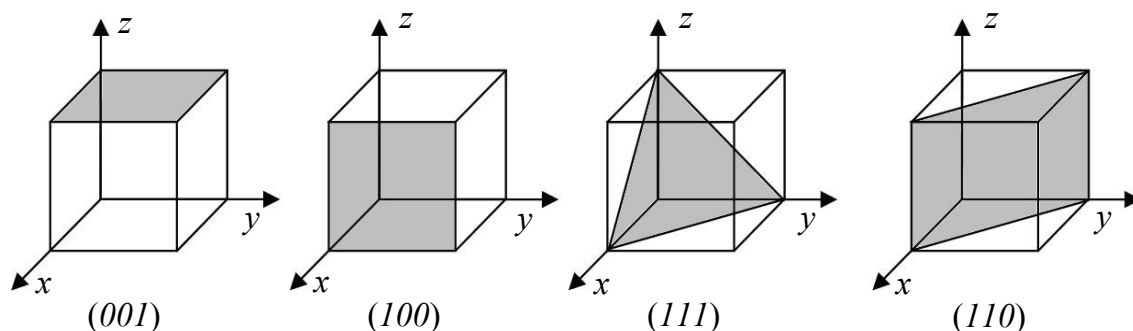


Рис. 81.4

Одной из задач электронографии является определение межплоскостных расстояний d и индексов Миллера по радиусам дифракционных колец на электронограмме. В случае кубической решетки соотношение, связывающее межплоскостные расстояния с индексами Миллера, имеет вид:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (81.10)$$

где a – длина ребра элементарной кубической ячейки.

Для определения индексов Миллера вначале по формуле (81.10) определяют сумму их квадратов $h^2 + k^2 + l^2$ и округляют полученное значение до ближайшего целого числа. Затем подбирается такая комбинация трех чисел (включая 0), сумма квадратов которых равна найденному округленному значению суммы $h^2 + k^2 + l^2$. Эти три числа и будут индексами Миллера для данной кристаллографической плоскости. При анализе результатов необходимо учесть, что: а) у параллельных плоскостей индексы Миллера одинаковы; б) плоскость, параллельная одной из осей координат, имеет для этого направления индекс, равный 0.

3. Порядок выполнения работы

1. Возьмите в лаборатории приложение к настоящей лабораторной работе, в котором приведены электронограммы, зарегистрированные при различных ускоряющих напряжениях U и одной и той же постоянной электронографа $L = 0,757$ м. Качественно сравните электронограммы и поясните причину различий в их виде.

2. Для всех значений использованных ускоряющих напряжений U рассчитайте по формулам (81.3) и (81.7) длину волны де Бройля электрона в нерелятивистском $\lambda_{\text{Бр}}^*$ и релятивистском $\lambda_{\text{Бр}}$ приближениях и значения занесите в табл. 81.1.

Таблица 81.1

U , кВ	$\lambda_{\text{Бр}}^*$,	$\lambda_{\text{Бр}}$,	$\lambda_{\text{Бр}}^{\text{эксп}}$,

3. С учетом малости угла 2θ ($\text{tg}2\theta \approx \sin2\theta \approx 2\theta$) получите из формулы (81.9) приближенную рабочую формулу для расчета

межплоскостных расстояний d на основании измеренных радиусов дифракционных колец R .

4. Подготовьте табл. 81.2 для занесения результатов измерений радиусов пяти ближайших к центру дифракционных колец железа и их обработки. Для колец 1–3 и 5 порядок дифракции $n = 1$, для 4-го кольца $n = 2$. Длина ребра элементарной кубической ячейки кристаллической решетки железа $a = 0,287$ нм.

Таблица 81.2

№	n	40 кВ		58,3 кВ		78,1 кВ		96,7 кВ		$\langle d_{hkl} \rangle$	$h^2 + k^2 + l^2$	h, k, l
		R	d_{hkl}	R	d_{hkl}	R	d_{hkl}	R	d_{hkl}			
1	1											

5. Измерьте диаметры ($D = 2R$) дифракционных колец линейкой. При записи результата **учтите масштаб изображенных электрограмм** в приложении к работе: цена деления приведенной шкалы составляет 0,5 мм. Для каждого кольца выполните три измерения. По полученной в пункте 3 формуле рассчитайте для каждого измерения значения межплоскостных расстояний d_{hkl} . В качестве величины межплоскостного расстояния $\langle d_{hkl} \rangle$ примите среднее арифметическое значение трех измерений.

6. По формуле (81.10) вычислите $h^2 + k^2 + l^2$ и затем определите значения индексов Миллера. По образцу рис. 81.4 схематически изобразите положение кристаллографической плоскости для каждого из колец.

7. Выразите из формулы (81.9) длину волны де Бройля электрона $\lambda_{\text{Бр}}$ и рассчитайте ее экспериментальное значение $\lambda_{\text{Бр эксп}}$ при четырех значениях ускоряющего напряжения, используя измеренное значение R для дифракционного кольца, номер которого равен номеру вашего звена. При расчете в рабочую формулу подставьте величину d , вычисленную по формуле (81.10). Результаты занесите в табл. 81.1.

8. Постройте графики $\lambda_{\text{Бр}}^* = f(\lambda_{\text{Бр эксп}})$ и $\lambda_{\text{Бр}} = f(\lambda_{\text{Бр эксп}})$. Оцените соответствие теоретических и экспериментальных значений длины волны де Бройля электрона.

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое корпускулярно-волновой дуализм? 2. В каких условиях проявляются волновые свойства электронов? 3. Завышенное или заниженное значение длины волны де Бройля дает расчет по нерелятивистской формуле? 4. Какая величина испытывает колебания в волне де Бройля? 5. Выведите условие Вульфа – Брэггов. Что такое порядок дифракции? 6. Объясните происхождение кольцевых, пятнистых и размытых электронограмм. 7. Получите выражение для длины волны де Бройля как функции диаметра колец на электронограмме. 8. Принципы и практическое значение электронографии.

Лабораторная работа № 82 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

Цель работы: изучить основы зонной теории твердых тел, механизмы электропроводности металлов, полупроводников и диэлектриков; определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

1. Теоретическое введение

Для полного описания электронных свойств твердых тел (кристаллов) необходимо решить уравнение Шредингера для системы N атомов, из которых состоит кристалл. Однако способы строгого решения уравнения Шредингера для столь сложной системы отсутствуют. Тем не менее квантово-механический подход к изучению состояния электронов в кристалле может быть реализован двумя приближенными методами: приближение сильной связи и приближение слабой связи. В основе приближения сильной связи лежит допущение, что энергия связи электронов с атомами значительно больше изменений энергии электронов, происходящих в процессе построения из атомов кристаллической решетки. В приближении слабой связи считается, что энергия взаимодействия электронов с решеткой мала по сравнению с их полной энергией.

Рассмотрим образование кристалла из отдельных атомов в рамках приближения сильной связи. В кристалле атомы находятся в узлах кристаллической решетки. На рис. 82.1 показана зависимость энергии E электронных состояний кристалла от постоянной решетки d , т. е. от расстояния между ближайшими атомами. Пусть сначала постоянная решетки очень велика, атомы находятся друг от друга далеко и не взаимодействуют между собой. В этом случае электроны каждого атома распределяются по энергетическим уровням, точно так же как в изолированном атоме. Таким образом, в кристалле, состоящем из N одинаковых атомов, каждое электронное состояние повторяется N раз, т. е. энергетические уровни кристалла N -кратно вырождены. При уменьшении расстояния между атомами, т. е. при сжатии кристалла, электроны соседних атомов начинают вступать во взаимодействие между собой, причем сначала начинают взаимодействовать электроны, заполняющие внешние электронные оболочки атома, а затем по мере уменьшения расстояния между атомами во взаимодействие вступают и электроны, заполняющие более глубокие электронные оболочки. Согласно принципу запрета Паули в системе взаимодействующих фермионов, к которым относятся и электроны, не может быть двух частиц, находящихся в одинаковом квантовом состоянии. Поэтому вырожденный энергетический уровень изолированных атомов при сближении атомов расщепляется на множество уровней, на каждом из которых может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Интервал энергий, в пределах которого распределяются расщепленные энергетические уровни, получил название энергетической зоны. Ширина энергетической зоны определяется интенсивностью взаимодействия электронных состояний соседних атомов и не зависит от числа атомов в кристалле. Так как число атомов в кристалле огромно, то таким же огромным будет и число расщепленных уровней в энергетической зоне, эти уровни будут расположены по энергетической шкале настолько плотно, что их распределение считают непрерывным. Таким образом, *энергетическая зона* – это квазинепрерывная совокупность одночастичных состояний в энергетическом спектре конденсированной среды (в частности, кристалла). Возникновение зон можно объяснить также в рамках приближения слабой связи, рассматривая движение частицы в периодическом поле кристаллической решетки.

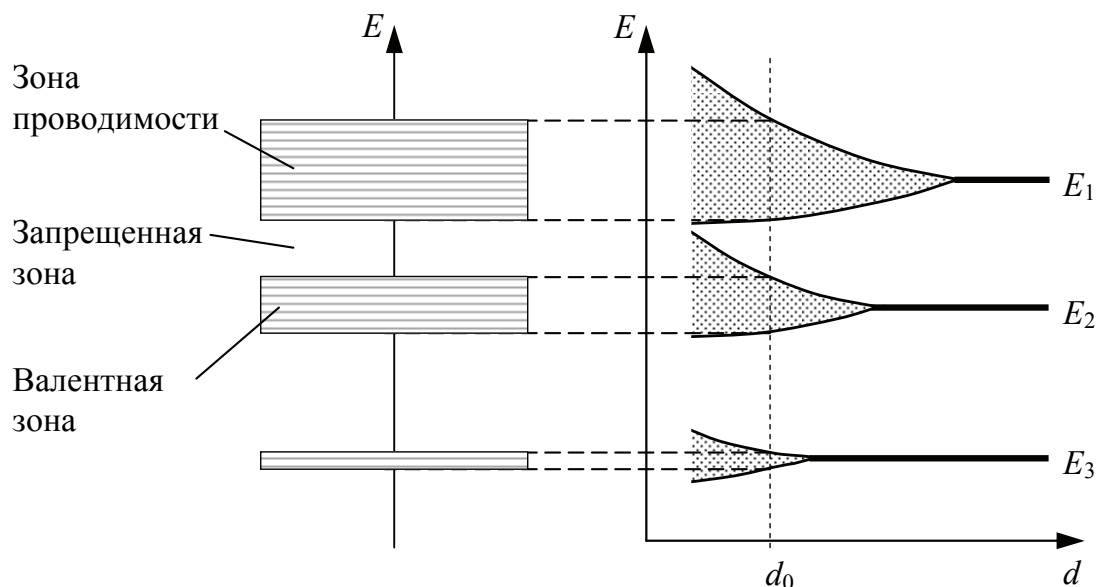


Рис. 82.1

Энергетические зоны разделены энергетическими интервалами, которые называются *запрещенными зонами*. В пределах запрещенных зон отсутствуют энергетические уровни электронов, т. е. электронам кристалла «запрещено» иметь энергию в пределах запрещенных зон.

Энергетические зоны могут быть заполнены электронами полностью, частично или быть пустыми. Распределение электронов по электронным состояниям энергетических зон подчиняется распределению Ферми – Дирака. Функция распределения Ферми – Дирака численно равна вероятности того, что электронное состояние с энергией E заполнено электроном:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1}, \quad (82.1)$$

где E_F – энергия Ферми, т. е. энергия энергетического уровня, вероятность заполнения которого электроном равна $1/2$; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. На рис. 82.2 показан график функции Ферми – Дирака для трех разных температур.

Видно, что электронные состояния с энергией ниже энергии Ферми с вероятностью, близкой к единице, заполнены электронами, а электронные состояния с энергией выше энергии Ферми свободны, так как вероятность их заполнения электронами близка к нулю.

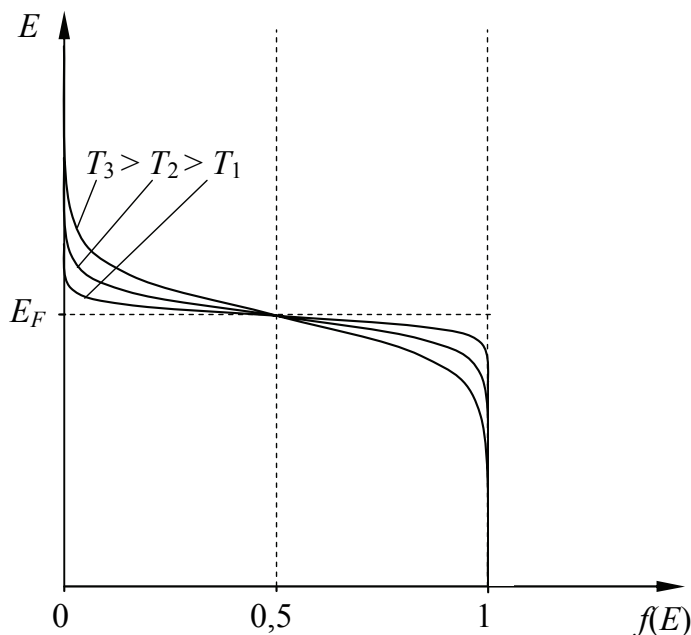


Рис. 82.2

Ширина энергетического интервала, соответствующего быстрому изменению функции Ферми – Дирака, составляет $4kT$ (энергетический интервал, отсекаемый касательной, проведенной через точку перегиба графика). При абсолютном нуле температуры уровень Ферми разделяет энергетические состояния, заполненные и незаполненные электронами.

Валентной зоной (ВЗ) называется энергетическая зона, которая при абсолютном нуле температуры полностью заполнена электронами и расположена по шкале энергии выше других полностью заполненных энергетических зон. *Зона проводимости* (ЗП) – это энергетическая зона, расположенная по шкале энергий над валентной зоной. Зона проводимости при абсолютном нуле температуры может быть пустой или заполненной электронами частично.

В зависимости от заполнения зоны проводимости электронами и ширины запрещенной зоны выделяют *металлы*, *полупроводники* и *диэлектрики*. Зона проводимости металла при абсолютном нуле температуры заполнена электронами частично. Такая частично заполненная энергетическая зона может представлять собой наложение полностью заполненной валентной зоны и полностью пустой зоны проводимости, в результате чего образуется общая зона проводимости, заполненная электронами частично (рис. 82.3, а). Кроме этого, частично заполненная зона проводимости

может возникнуть при расщеплении атомарного энергетического уровня, не полностью заполненного электронами (рис. 82.3, б). *Полупроводники* – это материалы, у которых ширина запрещенной зоны ΔE не очень велика и, как правило, не превышает 3 эВ (рис. 82.3, в), *диэлектрики* – это материалы с широкой запрещенной зоной, $\Delta E > 3$ эВ (рис. 82.3, г).

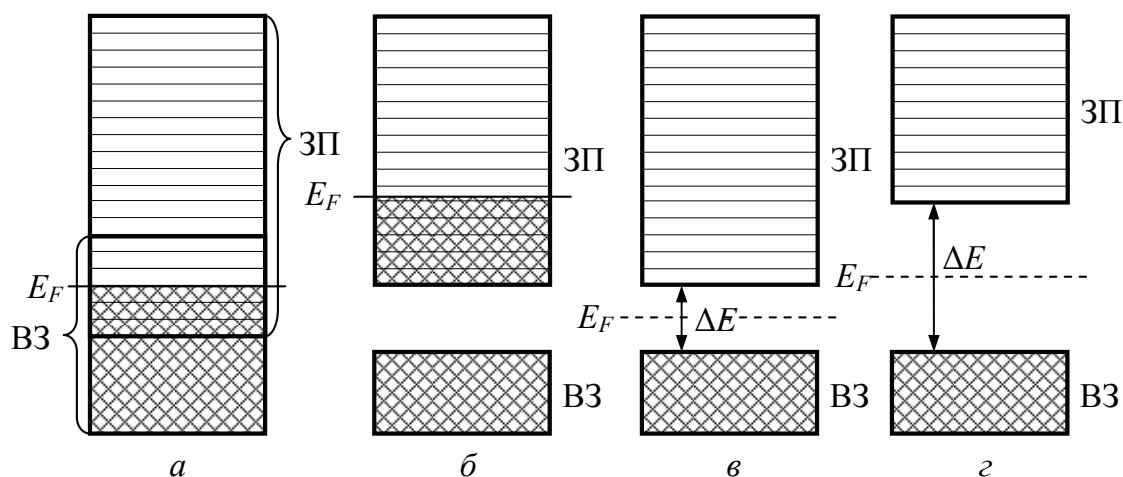


Рис. 82.3

Высокая проводимость металлов обусловлена наличием большого числа электронов в зоне проводимости. Эти электроны заполняют электронные состояния в нижней части зоны проводимости, тогда как электронные состояния в верхней части зоны проводимости остаются пустыми. В окрестности уровня Ферми имеются как заполненные, так и пустые электронные состояния.

Электрон, являющийся носителем заряда, разгоняется под действием приложенного электрического поля, т. е. увеличивает свою энергию, последовательно переходя в зоне проводимости из заполненных состояний с меньшей энергией в незаполненные состояния с большей энергией. Такие переходы наиболее вероятны только в узком энергетическом интервале в окрестности уровня Ферми, где заполненные электронами состояния соседствуют с незаполненными. Электроны, заполняющие состояния в нижней части зоны проводимости, почти совсем не участвуют в переносе заряда, так как здесь практически отсутствуют пустые состояния, на которые могли бы переходить электроны с заполненных состояний. Энергетические состояния в верхней части зоны проводимости также почти не участвуют в проводи-

мости, так как на этих состояниях очень мало электронов. По этой же причине электроны в полностью заполненных энергетических зонах не являются носителями заряда, а электронные состояния пустых энергетических зон не вовлекаются в процесс проводимости. Таким образом, высокая проводимость металлов обеспечивается относительно небольшим количеством электронов, заполняющим состояния в зоне проводимости в окрестности уровня Ферми.

В полупроводниках и диэлектриках валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной, а уровень Ферми располагается примерно посередине запрещенной зоны (рис. 82.4, а).

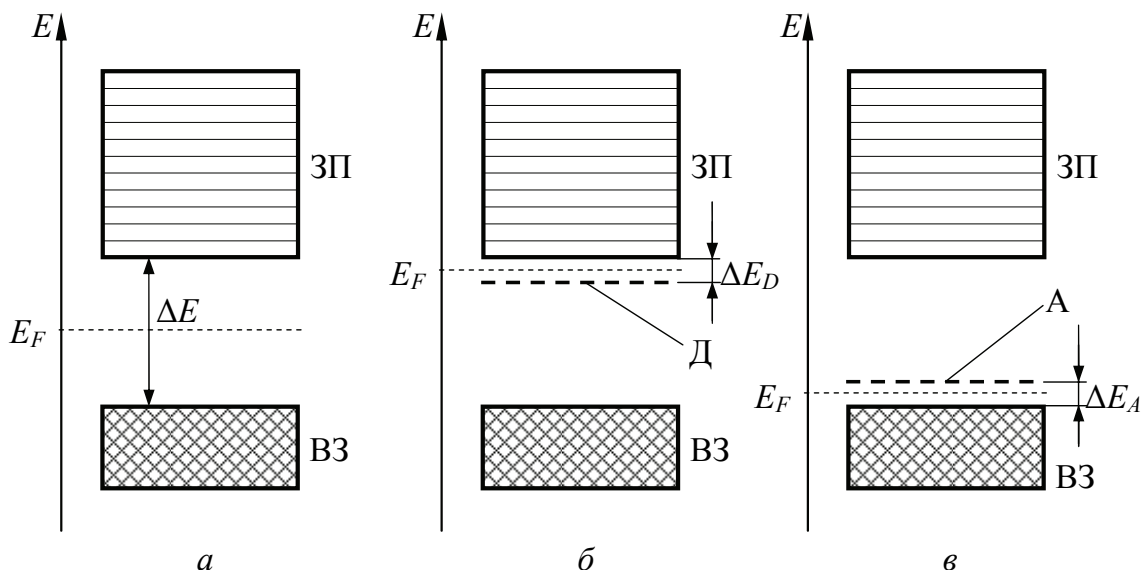


Рис. 82.4

Если температура близка к абсолютному нулю, то почти все электронные состояния валентной зоны заполнены электронами, а в зоне проводимости практически все электронные состояния пустые. Это означает, что полупроводники и диэлектрики при низких температурах не проводят электрический ток, т. е. являются изоляторами. При повышении температуры происходит перераспределение электронов по электронным состояниям валентной зоны и зоны проводимости. В соответствии с функцией Ферми – Дирака (82.1) увеличение температуры приводит к повышению вероятности заполнения электронных состояний в зоне проводимости и уменьшению вероятности заполнения электронных состояний в валентной зоне, что фактически означает, что часть электронов под действием теплового возбуждения переходит из

валентной зоны в зону проводимости. Электроны в зоне проводимости полупроводника и диэлектрика заполняют состояния у самого дна зоны проводимости и могут свободно разгоняться под действием приложенного электрического поля, переходя в более высокие энергетические состояния зоны проводимости. Таким образом, эти электроны являются носителями заряда и называются *электронами проводимости*.

Незаполненные электронные состояния в валентной зоне полупроводника или диэлектрика сосредоточены у потолка валентной зоны и участвуют в переносе заряда, давая возможность электронам валентной зоны увеличивать свою энергию под действием приложенного электрического поля. Так как в валентной зоне заполненных электронами состояний намного больше, чем пустых, то переход электрона под действием поля из одного состояния в другое удобнее рассматривать как движение незаполненного электронного состояния в направлении, противоположном движению электрона. Таким образом, незаполненные электронные состояния валентной зоны движутся под действием приложенного электрического поля в направлении, противоположном движению электронов, т. е. ведут себя подобно положительно заряженным частицам. Незаполненные электронные состояния валентной зоны получили название *дырки*, они являются положительными носителями заряда в полупроводниках и диэлектриках. Движение дырок не является перемещением реальных частиц, оно лишь отображает характер движения всей совокупности электронов валентной зоны.

Так как ширина запрещенной зоны полупроводника невелика, то при нагревании до комнатной температуры концентрация свободных электронов, дырок и, как следствие, проводимость полупроводника возрастают до величин, достаточных для его использования в качестве активного элемента электронных устройств: терморезисторов, диодов, тиристоров, транзисторов, приборов с зарядовой связью, интегральных схем и др. При нагревании диэлектрика до комнатной температуры концентрация свободных электронов и дырок по-прежнему остается недостаточной, чтобы использовать проводящие свойства материала. Поэтому диэлектрики применяются для изоляции активных токоведущих элементов электронных устройств.

Электропроводность, обусловленная движением под действием электрического поля одинакового числа электронов и дырок,

образовавшихся вследствие перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, называется *собственной*. Полупроводники с преимущественно собственной электропроводностью также называются *собственными*. Собственной проводимостью, в частности, обладает химически чистый кристалл кремния с идеальной решеткой (без дефектов). Каждый атом кремния использует четыре валентных электрона для образования ковалентных химических связей с четырьмя соседними атомами. Эти электроны заполняют состояния в валентной зоне, тогда как зона проводимости при абсолютном нуле температуры остается пустой. При повышении температуры некоторые валентные электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости и получают возможность свободно перемещаться по всему кристаллу. Возникающие при этом незаполненные электронные состояния являются дырками. Каждая дырка – это лишенная одного электрона межатомная ковалентная связь. Удельная электрическая проводимость собственных полупроводников при комнатной температуре невелика, что ограничивает их применение в электронике.

Характерной особенностью полупроводников является их способность существенно увеличивать проводимость при добавлении примесей в кристалл. Именно благодаря этому свойству полупроводники нашли широкое практическое применение. Проводимость полупроводника, обусловленная наличием примесей, так и называется – *примесная проводимость*, а полупроводники, содержащие примеси, называются *примесными*. Под примесями понимают посторонние атомы и ионы в узлах и межузлиях кристаллической решетки полупроводника. Различают примеси двух типов: донорные и акцепторные. Донорные примесные атомы, встраиваясь в кристаллическую решетку полупроводника, отдают избыточные валентные электроны решетке, а сами при этом превращаются в положительно заряженные ионы. Например, для кремния донорными примесями являются химические элементы из пятой группы таблицы Менделеева (азот, фосфор, сурьма), содержащие пять валентных электронов на внешней электронной оболочке атома. Занимая узел кристаллической решетки кремния, такой примесный атом образует четыре ковалентных химических связи с соседними атомами кремния, задействуя при этом четыре валентных электрона. Электронные состояния этих четырех электронов принадлежат

валентной зоне полупроводника. Пятый валентный электрон не участвует в образовании химической связи с атомами кремния, он слабо связан с примесным атомом и его электронное состояние расположено в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, образуя так называемый *энергетический уровень донорной примеси Д* (рис. 82.4, б). Поэтому пятый «лишний» электрон сравнительно легко переходит с донорного уровня в зону проводимости, в результате чего возникает *электронная примесная проводимость*, называемая проводимостью *n*-типа (от лат. *negativus* – отрицательный).

Акцепторные примесные атомы, встраиваясь в кристаллическую решетку полупроводника, присоединяют к себе электроны из кристаллической решетки, превращаясь при этом в отрицательно заряженные ионы. Примерами таких примесей для кремния являются химические элементы из третьей группы периодической системы Менделеева (бор, алюминий, индий), содержащие на внешней электронной оболочке три валентных электрона. Такой примесный атом, находясь в кристаллической решетке, использует три валентных электрона для образования ковалентных химических связей с тремя соседними атомами кремния. Электронные состояния этих трех валентных электронов занимают места в валентной зоне полупроводника. Четвертый соседний атом кремния тоже образует ковалентную связь с атомом примеси, однако эта связь лишена одного электрона, т. е. является неполноценной. Незаполненное электронное состояние такой ковалентной связи расположено в запрещенной зоне полупроводника вблизи валентной зоны, образуя так называемый *энергетический уровень акцепторной примеси А* (рис. 82.4, в). Электроны из валентной зоны сравнительно легко заполняют такой акцепторный уровень. Это приводит к возникновению *дырочной примесной проводимости*, так как вблизи потолка валентной зоны появляются свободные электронные состояния (дырки). Дырочная примесная проводимость полупроводников называется проводимостью *p*-типа (от лат. *positivus* – положительный).

В отличие от собственных полупроводников и диэлектриков, где уровень Ферми располагается примерно посередине запрещенной зоны, в примесных полупроводниках положение уровня Ферми определяется типом проводимости. В полупроводниках *n*-типа при абсолютном нуле температуры уровень Ферми распо-

лагается посередине между дном зоны проводимости и уровнем донорной примеси (рис. 82.4, б), а в полупроводниках p -типа – посередине между потолком валентной зоны и уровнем акцепторной примеси (рис. 82.4, в). Зависимость положения уровня Ферми от температуры имеет довольно сложный характер. Однако известно, что при высоких температурах уровень Ферми стремится к своему предельному положению – середине запрещенной зоны полупроводника как в полупроводниках n -типа (рис. 82.5, а), так и в полупроводниках p -типа (рис. 82.5, б).

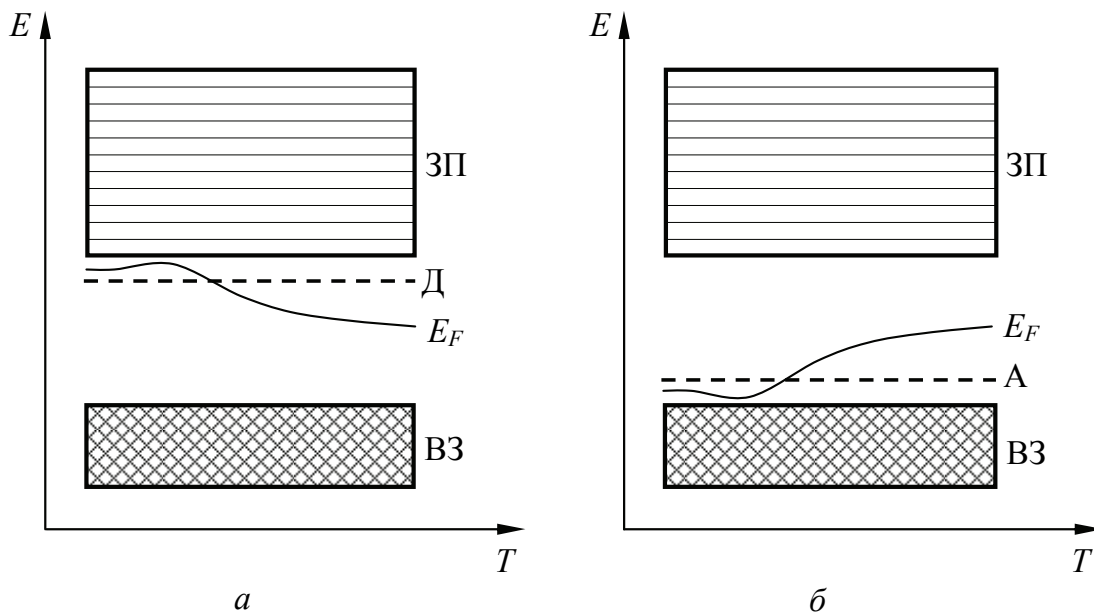


Рис. 82.5

В собственных полупроводниках электрический ток создается упорядоченным движением электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Тогда выражение для плотности тока j будет иметь вид:

$$j = en_n u_n + ep_p u_p, \quad (82.2)$$

где e – элементарный заряд; n_n – концентрация электронов проводимости в зоне проводимости; n_p – концентрация дырок в валентной зоне; u_n, u_p – средняя скорость дрейфа электронов и дырок соответственно. В собственных полупроводниках $n_n = n_p = n$. Учтем также, что в не очень сильных электрических полях средняя скорость дрейфа носителей заряда прямо пропорциональна напряженности электрического поля E :

$$\vec{u}_n = \mu_n \vec{E}, \quad \vec{u}_p = -\mu_p \vec{E}, \quad (82.3)$$

где μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно, показывающие, насколько возрастает скорость дрейфа носителей заряда при увеличении напряженности электрического поля E на единицу. В результате выражение (81.2) для плотности тока примет вид:

$$j = en(\mu_n + \mu_p)E. \quad (82.4)$$

Сравнивая это выражение с законом Ома в дифференциальной форме

$$j = \sigma E, \quad (82.5)$$

получаем выражение для удельной проводимости собственного полупроводника:

$$\sigma = en(\mu_n + \mu_p). \quad (82.6)$$

При комнатной температуре тепловая энергия ($kT = 0,026$ эВ), как правило, намного меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ($\Delta E = 1-3$ эВ), поэтому для электронов на дне зоны проводимости разность $E - E_F$, входящая в распределение Ферми – Дирака (82.1) и равная половине ширины запрещенной зоны собственного полупроводника ($\Delta E/2$), оказывается намного больше тепловой энергии kT , и следовательно, распределение Ферми – Дирака (82.1) переходит в распределение Максвелла – Больцмана:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} = e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (82.7)$$

Концентрация электронов проводимости, а значит, и дырок пропорциональна функции $f(E, T)$:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (82.8)$$

где n_0 – предельная концентрация носителей заряда в полупроводнике при $T \rightarrow \infty$.

Температурная зависимость подвижности электронов и дырок в полупроводнике определяется процессом рассеяния электронов на колебаниях кристаллической решетки и ее дефектах. При рассеянии на колебаниях решетки и нейтральных дефектах

подвижность пропорциональна $T^{-3/2}$, а при рассеянии на заряженных дефектах – $T^{3/2}$. Такого рода степенная температурная зависимость подвижности оказывается слабой по сравнению с экспоненциальной температурной зависимостью концентрации носителей заряда, поэтому при расчете удельной проводимости в первом приближении можно считать, что подвижность не зависит от температуры.

Таким образом, выражение для удельной электрической проводимости собственного полупроводника можно представить в виде

$$\sigma = e(\mu_n + \mu_p)n_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (82.9)$$

где $\sigma_0 = e(\mu_n + \mu_p)n_0$ – не зависящий от температуры предэкспоненциальный множитель.

В примесных полупроводниках концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне не одинаковы ($n_n \neq n_p$) и зависят от положения уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника. Положение уровня Ферми в свою очередь зависит от концентрации примесей и температуры. Концентрация носителей заряда в примесном полупроводнике при выполнении условия $E - E_F \gg kT$ может быть определена на основе распределения Максвелла – Больцмана:

$$n_n = n_{0n} e^{-\frac{E_n - E_F}{kT}}; \quad (82.10)$$

$$n_p = n_{0p} e^{-\frac{E_F - E_p}{kT}}, \quad (82.11)$$

где n_{0n} и n_{0p} – предельные концентрации электронов и дырок; E_n и E_p – энергии электронов на дне зоны проводимости и дырок у потолка валентной зоны соответственно. Подвижность носителей заряда в примесных полупроводниках в первом приближении также можно считать не зависящей от температуры. Тогда удельная электрическая проводимость полупроводников n -типа и p -типа зависит от температуры согласно следующим выражениям:

$$\sigma = e\mu_n n_{0n} e^{-\frac{E_n - E_F}{kT}} = \sigma_{0n} e^{-\frac{\Delta E_D}{kT}}; \quad (82.12)$$

$$\sigma = e\mu_p n_{0p} e^{-\frac{E_F - E_p}{kT}} = \sigma_{0p} e^{-\frac{\Delta E_A}{kT}}, \quad (82.13)$$

где $\Delta E_D = E_n - E_F$ и $\Delta E_A = E_F - E_p$ – энергии ионизации донорных и акцепторных примесей соответственно; σ_{0n} и σ_{0p} – независимые от температуры предэкспоненциальные множители.

Если изобразить температурную зависимость электрической проводимости (82.9), (82.12) или (82.13) в полулогарифмических координатах $\ln \sigma$ и $1/T$, то для собственных полупроводников получим прямую, по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника ΔE , а для примесных полупроводников, если измерения проводить при низких температурах, – энергию ионизации примеси ΔE_D или ΔE_A . Такой график для примесного полупроводника представлен на рис. 82.6.

Так как энергии ионизации примесей ΔE_D и ΔE_A намного меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ΔE , то при низких температурах носители заряда образуются главным образом за счет ионизации примесей, т. е. в полупроводнике n -типа при переходе электрона с энергетического уровня донорной примеси на дно зоны проводимости, а в полупроводнике p -типа при переходе электрона из валентной зоны на энергетический уровень акцепторной примеси.

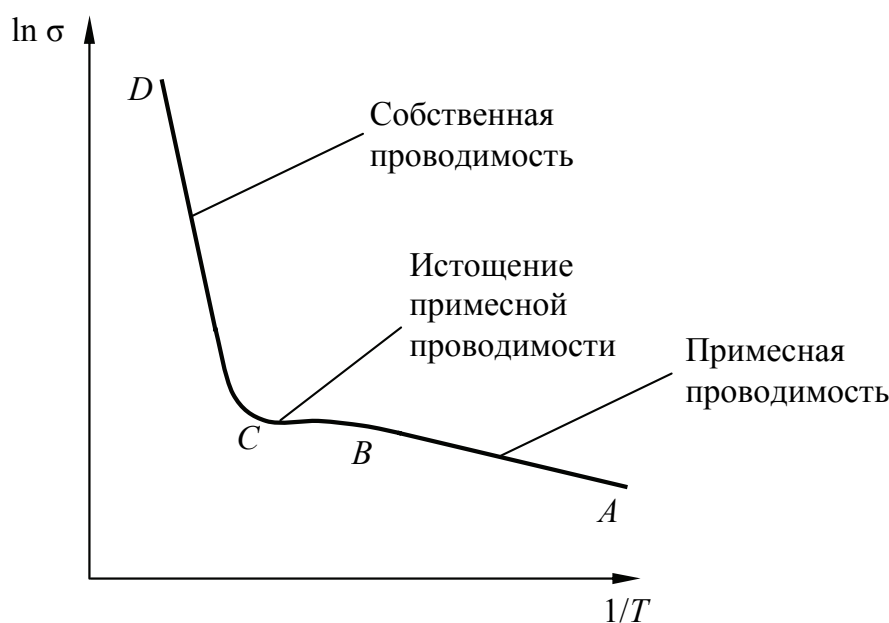


Рис. 82.6

Кроме этого, в примесном полупроводнике некоторое количество носителей заряда (электронов и дырок) возникает так же, как и в собственном полупроводнике – за счет перехода электро-

нов из валентной зоны в зону проводимости. Однако при низких температурах концентрация носителей заряда, образовавшихся за счет ионизации примесей, намного больше концентрации носителей заряда, возникших при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости, поэтому проводимость является примесной (участок *AB* на рис. 82.6). В полупроводнике *n*-типа концентрация электронов проводимости намного превышает концентрацию дырок, поэтому электроны являются основными носителями заряда, а дырки – неосновными, в полупроводнике *p*-типа наоборот – концентрация дырок намного больше концентрации электронов, и следовательно, дырки – это основные носители заряда, а электроны – неосновные.

При повышении температуры количество носителей заряда, образовавшихся за счет ионизации примеси, возрастает, пока не ионизируются все примесные атомы. При дальнейшем росте температуры концентрация носителей заряда увеличивается только за счет перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, но этот прирост мал по сравнению с концентрацией основных носителей заряда и поэтому не дает заметного вклада в общую проводимость полупроводника, т. е. происходит *истощение примесной проводимости* (участок *BC* на рис. 82.6).

Последующее нагревание полупроводника еще больше увеличивает концентрацию носителей заряда, образовавшихся при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости, и в итоге их концентрация становится выше концентрации носителей заряда, возникших за счет ионизации примеси. Это означает, что проводимость становится собственной (участок *CD* на рис. 82.6).

2. Описание установки и метода измерений

В данной лабораторной работе в качестве исследуемого полупроводника используется термистор, электропроводность которого сильно зависит от температуры. Термисторы изготавливают из поликристаллических полупроводниковых материалов: TiO_2 , MgO , Cu_2O , CoO , NiO и др. Они широко применяются в технике в качестве чувствительных датчиков, реагирующих на изменение температуры.

Электрическая проводимость термистора G (величина, обратная сопротивлению R и рассчитываемая по формуле $G = 1/R$),

зависит от абсолютной температуры T , так же как и удельная электрическая проводимость полупроводника:

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_a}{kT}\right), \quad (82.14)$$

где G_0 – предэкспоненциальный множитель, зависящий от природы полупроводника, его формы и размеров; ε_a – энергия активации проводимости, которая для собственного полупроводника численно равна половине ширины его запрещенной зоны; k – постоянная Больцмана. Прологарифмировав уравнение (82.14), получим

$$\ln G = \ln G_0 - \frac{\varepsilon_a}{kT}. \quad (82.15)$$

Согласно выражению (82.15) зависимость $\ln G$ от $1/T$ удовлетворяет уравнению прямой, тангенс угла наклона которой определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\varepsilon_a}{k}. \quad (82.16)$$

Следовательно, измерив зависимость электрической проводимости собственного полупроводника от температуры, можно определить ширину его запрещенной зоны, которая равна удвоенной энергии активации проводимости ($\Delta E = 2\varepsilon_a$).

Принципиальная схема лабораторной установки показана на рис. 82.7.

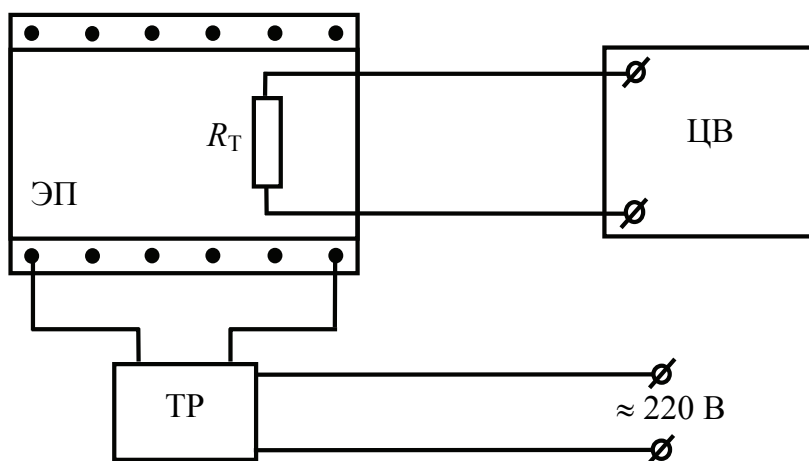


Рис. 82.7

Термистор R_T помещен в электрическую печь ЭП. Сопротивление термистора измеряется с помощью цифрового вольтметра ЦВ. Управление температурой электрической печи осуществляется с помощью встроенного в печь цифрового терморегулятора ТР, который запрограммирован на равномерное увеличение температуры. Цифровое табло терморегулятора позволяет непрерывно наблюдать за изменением температуры печи.

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения результатов измерений.

i	$t, ^\circ\text{C}$	T, K	$1/T,$	$R,$	$G,$	$\ln G$	$\Delta E, \text{эВ}$

2. Пользуясь приложением к установке, ознакомьтесь с расположением и назначением всех элементов установки, изучите инструкцию использования электрической печи и цифрового вольтметра.

3. С разрешения преподавателя включите электрическую печь и цифровой вольтметр в сеть. Не включая нагрев печи, измерьте и занесите в таблицу сопротивление термистора при начальной температуре.

4. Запустите нагрев печи.

5. По мере увеличения температуры от начальной до 100°C через каждые 10°C измеряйте сопротивление терморезистора R . Занесите полученные значения в таблицу.

6. Отключите вольтметр от сети. Выключите электрическую печь в соответствии с инструкцией по пользованию печи.

7. Вычислите электрическую проводимость G , $\ln G$ и $1/T$.

8. Постройте график зависимости $\ln G = f(1/T)$.

9. По графику определите тангенс угла наклона полученной линейной зависимости $\text{tg}\alpha = \Delta(\ln G)/\Delta(1/T)$.

10. Используя выражение (82.16), рассчитайте энергию активации ε_a проводимости. Считая проводимость собственной, определите ширину запрещенной зоны ΔE полупроводника ($\Delta E = 2\varepsilon_a$).

11. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое энергетические зоны и почему они возникают в кристаллах? 2. Что такое валентная зона, зона проводимости, запрещенная зона? 3. Какой смысл у функции распределения Ферми – Дирака? 4. Каковы особенности заполнения энергетических зон электронами в металлах, полупроводниках и диэлектриках? 5. Как зонная теория объясняет высокую проводимость металлов? 6. Каким образом появляются носители заряда в полупроводниках и диэлектриках? 7. Что такое дырки? 8. Объясните, что такое собственная и примесная проводимость полупроводников. 9. Как возникают носители заряда в примесных полупроводниках? 10. Какие полупроводники называются полупроводниками *n*-типа и *p*-типа? 11. Что такое основные и неосновные носители заряда? 12. Как зависит от температуры удельная проводимость собственного и примесного полупроводника?

Лабораторная работа № 83 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Цель работы: изучить основные физические закономерности, определяющие свойства фоторезисторов; определить время жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторной работе № 82.

При температуре, отличной от абсолютного нуля, в полупроводнике, как известно, происходит процесс теплового возбуждения (*генерации*) носителей заряда. Если бы этот процесс не сопровождался рекомбинацией носителей заряда, то концентрация носителей заряда непрерывно возрастала бы с течением времени. При *рекомбинации* электрон проводимости встречается с вакантным местом (дыркой), занимает его и в результате происходит уничтожение пары носителей заряда (электрона и дырки).

При любой температуре между процессом тепловой генерации носителей и процессом их рекомбинации устанавливается равновесие, которому соответствует равновесная концентрация носителей заряда. Такие носители называют *равновесными*. Это равновесие является динамическим и наступает тогда, когда количество электронов и дырок, возникающих в единицу времени под действием теплового возбуждения, оказывается равным их убыли, происходящей вследствие их рекомбинации.

Помимо теплового возбуждения возможны и другие способы генерации носителей заряда в полупроводниках: под действием света, ионизирующих частиц, введения через контакт (инжекции) и др. Действие таких агентов приводит к появлению дополнительных, т. е. избыточных по сравнению с равновесной концентрацией, носителей. Их называют *неравновесными* носителями заряда.

В полупроводниках при любой температуре между процессом тепловой генерации носителей заряда и процессом их рекомбинации устанавливается равновесие, которому соответствуют равновесные концентрации электронов проводимости n_0 и дырок p_0 . Для собственного полупроводника эти концентрации можно считать равными ($n_0 = p_0$). При освещении полупроводника за счет переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости происходит генерация дополнительных неравновесных носителей заряда, что приводит к возникновению избыточной концентрации электронов Δn и дырок Δp . В результате в полупроводнике устанавливается концентрация электронов $n = n_0 + \Delta n$ и дырок $p = p_0 + \Delta p$, называемая неравновесной концентрацией.

Возникновение под действием света дополнительных неравновесных носителей заряда приводит к увеличению проводимости полупроводника. Это явление получило название *фотопроводимости*. Фотопроводимость обусловлена *внутренним фотоэффектом*, под которым понимают перераспределение электронов по энергетическим состояниям в полупроводниках и диэлектриках, происходящее под действием электромагнитного излучения. Если энергия квантов электромагнитного излучения больше ширины запрещенной зоны или равна ей ($h\nu \geq \Delta E$), поглощая кванты энергии, электроны из валентной зоны полупроводника или диэлектрика могут переходить в зону проводимости. Такая фотопроводимость называется *собственной фотопроводимостью*. Если полупроводник содержит примеси, то при поглощении кванта элек-

ромагнитного излучения электроны могут переходить с энергетического уровня донорной примеси в зону проводимости или из валентной зоны на энергетический уровень акцепторной примеси. Такая фотопроводимость называется *примесной*. Примесная фотопроводимость возбуждается, если энергия кванта электромагнитного излучения больше энергии ионизации примеси или равна ей ($h\nu \geq \Delta E_D$, $h\nu \geq \Delta E_A$).

Условие $h\nu \geq \Delta E$ (ΔE – соответствующий энергетический интервал) означает, что существует красная граница внутреннего фотоэффекта, определяемая выражениями:

$$\nu_0 = \frac{\Delta E}{h}; \quad \lambda_0 = \frac{hc}{\Delta E}, \quad (83.1)$$

где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме. Если ширина запрещенной зоны полупроводника ΔE лежит в пределах 1–2 эВ, то красная граница внутреннего фотоэффекта λ_0 составляет 600–1200 нм, что соответствует видимой и ближней инфракрасной области спектра. У примесных полупроводников энергия ионизации примесей ΔE_D и ΔE_A обычно составляет 0,10–0,01 эВ, что соответствует красной границе внутреннего фотоэффекта в дальней инфракрасной области спектра.

Явление внутреннего фотоэффекта применяется для создания высокочувствительных фотоприемников, называемых фоторезисторами. Основным недостатком фоторезисторов по сравнению с вакуумными фотоэлементами является их большая инерционность.

Удельная электрическая проводимость σ полупроводника при освещении определяется выражением

$$\begin{aligned} \sigma &= e(nu_n + pu_p) = \sigma_0 + \Delta\sigma = \\ &= e(n_0u_n + p_0u_p) + e(\Delta nu_n + \Delta pu_p), \end{aligned} \quad (83.2)$$

где e – элементарный заряд; u_n и u_p – подвижность электронов и дырок; σ_0 – темновая проводимость; $\Delta\sigma$ – фотопроводимость. При комнатной температуре и достаточно высокой освещенности в широкозонных полупроводниках с собственной проводимостью концентрация дополнительных неравновесных носителей заряда Δn и Δp на несколько порядков превышает равновесные концентрации свободных электронов и дырок n_0 и p_0 , т. е. неравновесная концентрация носителей заряда n и p практически равна их избыточной концентрации Δn и Δp , обусловленной освещением. Тогда

фотопроводимость полупроводника может быть приближенно представлена выражением

$$\Delta\sigma \approx e(nu_n + pu_p) = en(u_n + u_p), \quad (83.3)$$

где учтено, что в собственном полупроводнике $n = p$.

Скорость фотогенерации, т. е. число носителей заряда, образующихся при освещении в единице объема полупроводника за единицу времени, пропорциональна освещенности E полупроводника:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{gen} = gE, \quad (83.4)$$

где g – коэффициент пропорциональности. Скорость рекомбинации пропорциональна концентрации свободных электронов n и суммарной концентрации дырок p и электронных ловушек L , в качестве которых выступают примесные атомы и дефекты кристаллической решетки, способные захватывать и удерживать электроны:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = rn(p + L), \quad (83.5)$$

где r – коэффициент пропорциональности. Скорость изменения концентрации электронов и дырок равна разности скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда и определяется выражением

$$\frac{dn}{dt} = \left(\frac{dn}{dt}\right)_{gen} - \left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = gE - rn(n + L), \quad (83.6)$$

в котором учтено, что для собственного полупроводника $p = n$.

При постоянной интенсивности излучения скорость генерации с течением времени не изменяется, однако по мере увеличения неравновесной концентрации носителей заряда увеличивается скорость обратного процесса – рекомбинации. К некоторому моменту времени скорость рекомбинации носителей заряда достигает скорости их генерации, и в полупроводнике устанавливается стационарная неравновесная концентрация электронов n_s и дырок p_s .

Если после установления в полупроводнике стационарной неравновесной концентрации отключить освещение, то фотогенерация носителей заряда прекратится, и неравновесная концентра-

ция начнет убывать за счет рекомбинации. Тогда из выражения (83.6) получим

$$\frac{dn}{dt} = -rn(n + L). \quad (83.7)$$

Закон убывания носителей заряда существенно зависит от соотношения их концентрации и концентрации электронных ловушек. В исследуемом в данной лабораторной работе широкозонном полупроводнике при не очень высокой освещенности концентрация ловушек L велика по сравнению с неравновесной концентрацией носителей заряда n . Тогда в скобках выражения (83.7) концентрацией n можно пренебречь по сравнению с концентрацией L :

$$\frac{dn}{dt} = -rLn. \quad (83.8)$$

Решая это дифференциальное уравнение, получим

$$n(t) = n_s e^{-rLt} = n_s e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (83.9)$$

где $\tau = 1/rL$ – это время, в течение которого избыточная концентрация носителей заряда убывает в e раз. Эта величина называется *средним временем жизни носителей заряда* или постоянной времени фоторезистора. Учитывая выражение (83.3), получим закон убывания фотопроводимости при отключении освещения:

$$\Delta\sigma \approx en_s(u_n + u_p)e^{-\frac{t}{\tau}} = \Delta\sigma_s e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (83.10)$$

где $\Delta\sigma_s$ – стационарное значение фотопроводимости, т. е. значение фотопроводимости в момент времени $t = 0$.

2. Описание установки и метода измерений

На рис. 83.1 показаны кривые нарастания и спада фотопроводимости при освещении поверхности полупроводника прямоугольными импульсами света, длительность которых намного больше среднего времени жизни носителей заряда τ . За время освещения успевает установиться стационарное значение фотопроводимости, а за время затемнения фотопроводимость уменьшается до нуля. Кривая спада фотопроводимости удовлетворяет выражению (83.10), что позволяет определить среднее время жизни τ носителей заряда в полупроводнике.

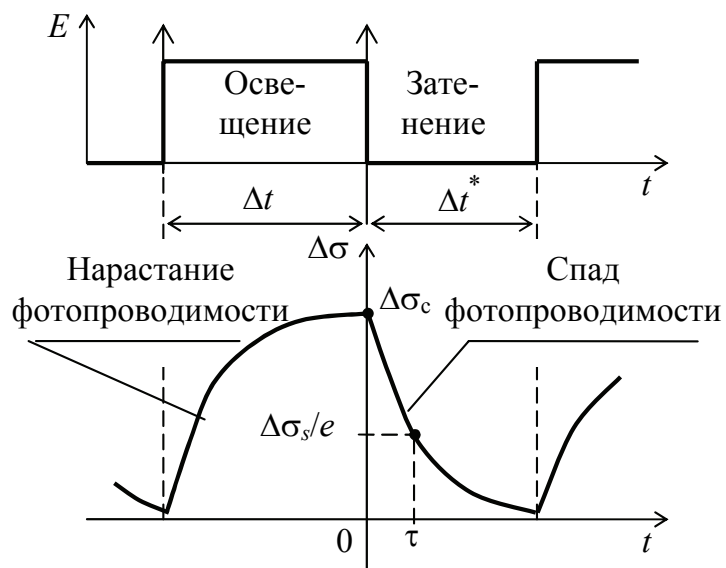


Рис. 83.1

В данной лабораторной работе для наблюдения кривой спада фотопроводимости используется установка, схема которой приведена на рис. 83.2.

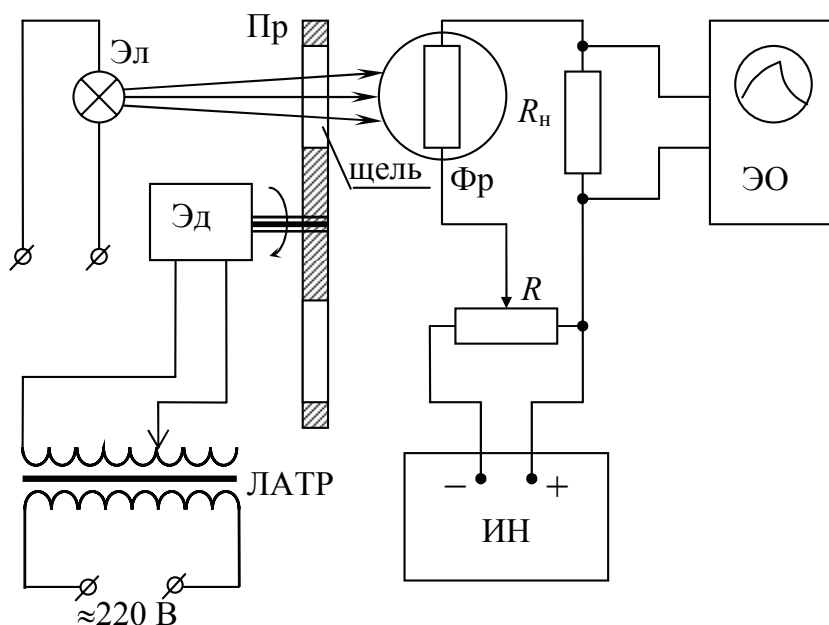


Рис. 83.2

Измерительная цепь состоит из источника постоянного напряжения ИН, последовательно соединенных фоторезистора Фр с сопротивлением R_ϕ и сопротивления нагрузки R_n , а также реостата R ,

предназначенного для регулировки напряжения в цепи. Свет от электролампы Эл, проходя через щель прерывателя Пр, который приводится во вращение электродвигателем Эд, периодически освещает фоторезистор Фр. Частота вращения электродвигателя регулируется с помощью лабораторного автотрансформатора ЛАТР. Так как сопротивление R_{ϕ} фоторезистора во много раз больше сопротивления R_n нагрузки и сопротивления R реостата, то сила тока I в измерительной цепи, а следовательно, и падение напряжения на сопротивлении R_n ($U = IR_n$) пропорциональны фотопроводимости $\Delta\sigma$ фоторезистора. Электронный осциллограф ЭО регистрирует падение напряжения на сопротивлении R_n и позволяет наблюдать на экране кривые релаксации фотопроводимости.

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения результатов измерений.

i	$t_0,$	$x,$	$\tau,$	$\langle\tau\rangle,$

2. Пользуясь приложением к установке, ознакомьтесь с назначением и расположением всех элементов установки, инструкцией пользования электронным осциллографом. Установите рукоятку реостата R и движок ЛАТР в среднее положение. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите установку и приборы к сети.

3. Получите на экране осциллографа кривую релаксации фотопроводимости, подобную той, что изображена на рис. 83.1. Вращением рукояток осциллографа, а при необходимости и рукоятки реостата R , отрегулируйте изображение так, чтобы его размер стал максимальным, а на экране наблюдался один полный цикл нарастания и спада фотопроводимости. При настройке изображения действуйте в соответствии с инструкцией пользования электронным осциллографом.

4. Сфотографируйте и/или перерисуйте по точкам на миллиметровую бумагу кривую релаксации фотопроводимости. По положению рукоятки «Время/дел» осциллографа определите цену деления t_0 координатной сетки экрана по горизонтали.

5. Получите таким же образом еще две релаксационные кривые для большей и меньшей частоты вращения прерывателя, после чего выключите установку.

6. Определите по кривой спада фотопроводимости среднее время жизни неравновесных носителей заряда τ . Для этого:

1) постройте координатные оси t и $\Delta\sigma$ так, как это показано на рис. 82.1;

2) на кривой спада фотопроводимости найдите точку, ордината которой в e раз (в 2,73 раза) меньше ординаты в начальной точке спада фотопроводимости;

3) измерьте вдоль горизонтальной оси расстояние x от начала спада фотопроводимости до найденной точки, выразив его в делениях координатной сетки осциллографа;

4) рассчитайте среднее время релаксации неравновесных носителей заряда τ , умножив x на время t_0 , соответствующее одному делению координатной сетки.

7. Найдите среднее значение $\langle\tau\rangle$. Результаты измерений и расчетов занесите в таблицу.

8. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое равновесные и неравновесные носители заряда?
2. Объясните явление фотопроводимости в собственных и примесных полупроводниках.
3. Что такое красная граница внутреннего фотоэффекта и от чего она зависит?
4. От чего зависит скорость генерации и скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда?
5. Что такое среднее время жизни неравновесных носителей заряда?
6. Объясните процессы генерации и рекомбинации носителей заряда при освещении полупроводника прямоугольными импульсами света.

Лабораторная работа № 84 ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: изучить основные физические закономерности, определяющие свойства фоторезисторов; исследовать вольт-амперные и световые характеристики фоторезистора, рассчитать его интегральную и удельную интегральную чувствительность.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторным работам № 81 и 82.

2. Описание установки и метода измерений

Для изучения вольт-амперной и световой характеристик фоторезистора, а также для определения его интегральной и удельной интегральной чувствительности используется установка, схема которой приведена на рис. 84.1. Она состоит из фоторезистора Φp , на который падает световой поток, исходящий от источника света \mathcal{I} , а также из миллиамперметра mA , вольтметра V , источника напряжения \mathcal{E} и реостата R , предназначенного для регулировки напряжения на фоторезисторе.

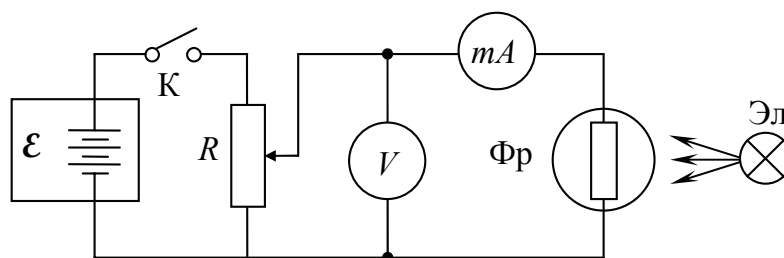


Рис. 84.1

Изменение величины светового потока, падающего на поверхность фоторезистора, осуществляется путем изменения расстояния l между фоторезистором и источником света. В качестве источника света применяется лампа накаливания, размер спирали которой мал по сравнению с расстоянием от лампы до фоторезистора. Условно принимая лампу накаливания точечным изотропным источником света, силу света лампы I_c можно рассчитать по формуле (77.10). Учитывая, что световой поток падает перпендикулярно поверхности фоторезистора, освещенность E_c можно определить по формуле

$$E_c = \frac{I_c}{l^2}. \quad (84.1)$$

При отсутствии освещения в измерительной цепи протекает *темновой ток* I_0 . При освещении фоторезистора сила тока возрастает на величину ΔI , называемую *фототоком*, в результате чего в

цепи устанавливается *световой ток* I . Отсюда следует, что величина фототока может быть рассчитана как разность между световым и темновым токами:

$$\Delta I = I - I_0. \quad (84.2)$$

Вольт-амперной характеристикой фоторезистора называется зависимость темнового, светового и фототока от приложенного к фоторезистору напряжения при неизменной величине светового потока, падающего на фоторезистор. Для фоторезисторов эта зависимость практически линейна. Закон Ома нарушается в большинстве случаев только при высоких напряжениях на фоторезисторе.

Световой характеристикой фоторезистора называется зависимость фототока от светового потока, падающего на фоторезистор при неизменном напряжении, приложенном к фоторезистору. Полупроводниковые фоторезисторы, как правило, имеют нелинейную световую характеристику, что связано с особенностями процессов фотогенерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводнике. При постоянной интенсивности излучения скорость генерации носителей заряда, определяемая выражением (83.4), с течением времени не изменяется, тогда как скорость рекомбинации, определяемая выражением (83.5), по мере увеличения неравновесной концентрации носителей заряда возрастает. Поэтому через некоторое время после включения освещения наступает равновесие между процессами генерации и рекомбинации носителей заряда. В полупроводнике устанавливается стационарная неравновесная концентрация электронов n_s и дырок p_s , а скорость изменения концентрации носителей заряда dn/dt в выражении (83.6) становится равной нулю:

$$gE_c - rn_s(n_s + L) = 0, \quad (84.3)$$

где g и r – коэффициенты пропорциональности, характеризующие процессы генерации и рекомбинации соответственно; L – концентрация электронных ловушек. Равенство (84.3) позволяет получить зависимость стационарной неравновесной концентрации носителей заряда n_s от освещенности E_c .

Рассмотрим два предельных случая низкой и высокой освещенности широкозонного полупроводника с собственной проводимостью. При низкой освещенности концентрация электронных ловушек L намного превышает концентрацию носителей заряда n_s .

Тогда если пренебречь концентрацией n_s по сравнению с концентрацией L , то из уравнения (84.3) следует, что стационарная неравновесная концентрация носителей пропорциональна освещенности:

$$n_s = \frac{g}{rL} E_c. \quad (84.4)$$

При высокой освещенности концентрация электронных ловушек L мала по сравнению с концентрацией носителей заряда n_s , и в выражении (84.3) концентрацией L можно пренебречь. Тогда из формулы (84.3) получится, что стационарная неравновесная концентрация носителей заряда пропорциональна корню квадратному от освещенности:

$$n_s = \sqrt{\frac{g}{r}} \sqrt{E_c}. \quad (84.5)$$

Так как сила тока пропорциональна концентрации носителей заряда, то из формул (84.4) и (84.5) следует, что при низкой освещенности световая характеристика фоторезистора является линейной, тогда как при высокой освещенности она станет нелинейной, причем фототок будет пропорционален корню квадратному из освещенности. При промежуточных освещенностях световая характеристика будет удовлетворять приближенному выражению

$$\Delta I = k E_c^\gamma, \quad (84.6)$$

где k – коэффициент пропорциональности; γ – показатель степени, принимающий значения в пределах от 0,5 (высокая освещенность) до 1,0 (низкая освещенность). Если прологарифмировать выражение (84.6), получим

$$\ln \Delta I = \ln k + \gamma \ln E_c. \quad (84.7)$$

Таким образом, световая характеристика фоторезистора, построенная в логарифмических координатах $\ln \Delta I - \ln E_c$, является линейной, причем тангенс угла наклона этой зависимости равен γ .

Наряду с вольт-амперной, световой и спектральной характеристиками у фоторезисторов есть целый ряд параметров, важнейшими из которых являются интегральная и удельная интегральная чувствительность. *Интегральной чувствительностью* фоторезистора называется отношение фототока ΔI , который

проходит через фоторезистор при рабочем напряжении, к падающему на светочувствительную поверхность световому потоку Φ_c , т. е.

$$K_{\text{и}} = \frac{\Delta I}{\Phi_c} = \frac{\Delta I}{E_c S}, \quad (84.8)$$

где S – площадь светочувствительной поверхности фоторезистора. *Удельной интегральной чувствительностью* фоторезистора называется отношение фототока ΔI к величине светового потока Φ_c и к величине приложенного напряжения U , т. е.

$$K_{\text{у}} = \frac{\Delta I}{\Phi_c U} = \frac{\Delta I}{E_c S U} = \frac{K_{\text{и}}}{U}. \quad (84.9)$$

3. Порядок выполнения работы

Задание 1. Изучение вольт-амперной характеристики фоторезистора.

1. Подготовьте табл. 84.1 для занесения результатов измерений.

Таблица 84.1

$P =$	$\eta =$	$I_c =$	$I_1 =$	$E_{c1} =$	$I_2 =$	$E_{c2} =$
i	$U,$	$I_0,$	$I_1,$	$\Delta I_1,$	$I_2,$	$\Delta I_2,$

2. Пользуясь схемой (рис. 84.1), ознакомьтесь с устройством установки, назначением и расположением измерительных приборов. Установите рукоятку реостата R в положение, соответствующее нулевому напряжению. Занесите в таблицу номинальную мощность P и световую эффективность η лампы накаливания, указанные в приложении к установке. Используя формулу (77.10), рассчитайте силу света I_c лампы накаливания. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите установку и приборы к сети.

Примечание. Прежде чем приступить к измерениям, нужно подобрать необходимый предел измерений для каждого из используемых измерительных приборов, а затем определить соответствующую этим пределам цену деления шкалы каждого прибора.

3. При выключенной электролампе, изменяя напряжение U от 0 до 15 В через 1 В, измерьте соответствующие значения темново-

го тока I_0 . Используйте при этом самый чувствительный предел измерений миллиамперметра.

4. Расположите фоторезистор на некотором расстоянии l_1 (10–20 см) от электролампы. Установите на миллиамперметре самый грубый предел измерений. Включите электролампу и по формуле (84.1) рассчитайте освещенность фоторезистора.

5. Изменяя напряжение U от 0 до 15 В через 1 В, измерьте соответствующие значения светового тока I_1 . По формуле (84.2) рассчитайте значение фототока ΔI_1 .

6. Увеличьте расстояние между лампой и фоторезистором на 20 см и выполните аналогичные измерения светового тока I_2 , но уже при другой освещенности E_2 .

7. Постройте вольтамперные характеристики для темнового тока I_0 , фототоков ΔI_1 и ΔI_2 и проанализируйте их.

Задание 2. Изучение световой характеристики фоторезистора.

1. Подготовьте табл. 84.2 для занесения результатов измерений.

Таблица 84.2

$S =$		$U_n =$		$I_0 =$		$I_c =$	
i	l_2	E_c	I_2	ΔI_2	γ	K_n	K_y

2. Занесите в таблицу площадь S светочувствительной поверхности фоторезистора и номинальное напряжение фоторезистора U_n , указанные в приложении к установке. По результатам задания 1 определите темновой ток I_0 , соответствующий номинальному напряжению, а также силу света лампы накаливания I_c .

3. Подайте на фоторезистор номинальное напряжение U_n . Включите электролампу и, изменяя расстояние l между фоторезистором и электролампой от 10 до 60 см через каждые 5 см, измерьте световой ток I .

4. По формуле (84.1) рассчитайте освещенность E_c поверхности фоторезистора, а по формуле (84.2) – соответствующие значения фототока ΔI .

5. Постройте световую характеристику фоторезистора $\Delta I = f(E_c)$ и убедитесь в ее нелинейности.

6. Проанализируйте полученную световую характеристику. Для этого:

- 1) постройте график зависимости $\ln(\Delta I) = f(\ln(E_c))$, которая согласно выражению (84.7) должна быть линейной;
- 2) по тангенсу угла наклона полученной линейной зависимости определите показатель степени γ в выражении (84.6).
7. Используя формулы (84.8) и (84.9), рассчитайте интегральную $K_{\text{и}}$ и удельную интегральную $K_{\text{у}}$ чувствительности фоторезистора.
8. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое темновой ток, световой ток и фототок? 2. Что такое вольт-амперная характеристика фоторезистора? 3. Чем отличаются вольт-амперные характеристики фоторезистора и вакуумного фотоэлемента? 4. Что понимают под световой характеристикой фоторезистора? 5. Почему световая характеристика фоторезистора, как правило, нелинейна? 6. Что такое интегральная чувствительность фоторезистора и удельная интегральная чувствительность фоторезистора? 7. Объясните метод определения показателя степени в световой характеристике фоторезистора.

Лабораторная работа № 85 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: изучить физические процессы в электронно-дырочном переходе; исследовать вольт-амперную характеристику и определить параметры полупроводникового диода.

1. Теоретическое введение

Изучите теоретическое введение к лабораторной работе № 82.

Многие полупроводниковые приборы основаны на использовании свойств электронно-дырочного перехода. *Электронно-дырочный переход*, который еще называют *p-n-переходом* – это граница между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электронную, а другая – дырочную проводимость. Обычно *p-n-переход* создают внутри кристалла полупроводника

путем такой его обработки и введения соответствующих примесей, что в одной его части формируется область с преобладанием акцепторной примеси, а в другой – донорной.

В p -области основными носителями заряда являются дырки, образованные в результате перехода электронов из валентной зоны на энергетические уровни акцепторной примеси. Кроме того, в этой области имеется небольшое количество неосновных носителей заряда – электронов, возникших вследствие перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости.

В n -области основными носителями заряда являются электроны, перешедшие в зону проводимости с энергетических уровней донорной примеси. Имеющий место вследствие теплового возбуждения переход электронов из валентной зоны в зону проводимости приводит к появлению в валентной зоне небольшого количества дырок, которые являются неосновными носителями заряда в данной области.

На рис. 85.1 показано распределение концентрации носителей заряда вдоль оси x , перпендикулярной границе p - n -перехода. Здесь приняты следующие обозначения: p_p и n_n – концентрации основных носителей – дырок в p -области и электронов в n -области, p_n и n_p – концентрации неосновных носителей заряда – дырок в n -области и электронов в p -области.

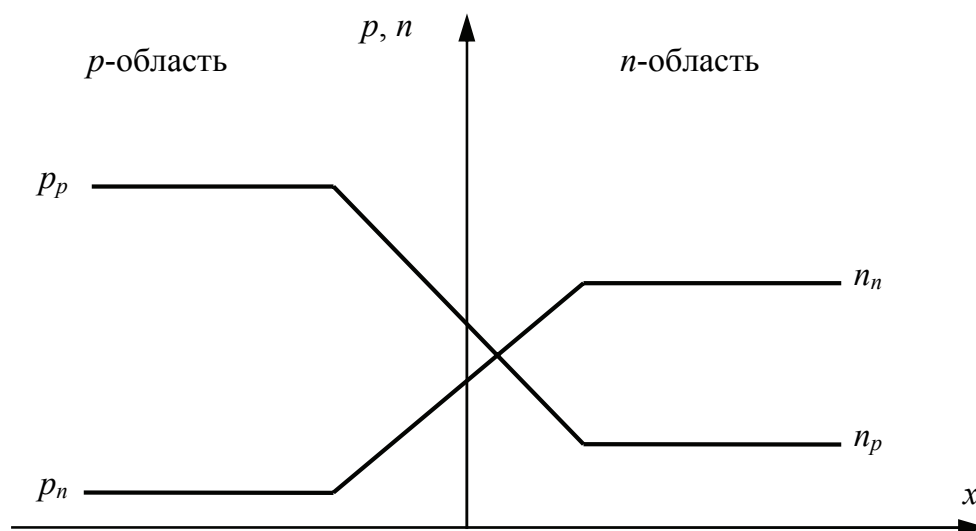


Рис. 85.1

В области p - n -перехода имеется градиент концентрации электронов и дырок, вследствие чего происходит диффузия электронов

из n -области в p -область и диффузия дырок из p -области в n -область. Этот ток электронов и дырок, обусловленный градиентом концентрации, получил название *диффузионного тока*. При этом приграничная область p -типа, получающая дополнительные электроны и теряющая дырки, будет заряжаться отрицательно, а приграничная область n -типа, отдающая электроны и приобретающая дополнительные дырки, – положительно. В результате в области p - n -перехода формируется двойной электрический слой, напряженность электрического поля которого направлена от n -области к p -области. Это электрическое поле препятствует дальнейшему диффузионному переходу электронов из n -области в p -область и обратному потоку дырок, но приводит к появлению *дрейфовых токов* неосновных носителей заряда: электронов из p -области в n -область и дырок из n -области в p -область. Результирующий ток через p - n -переход является суммой диффузионных и дрейфовых токов, текущих в противоположных направлениях.

В состоянии динамического равновесия диффузионный ток электронов полностью компенсируется их обратным дрейфовым током, а диффузионный ток дырок – их обратным дрейфовым током, так что результирующий ток через p - n -переход равен нулю. Наряду с этим выравниваются уровни Ферми в p - и n -областях, а энергетические зоны искривляются так, что энергетические уровни p -полупроводника оказываются поднятыми относительно уровней n -полупроводника (рис. 85.2).

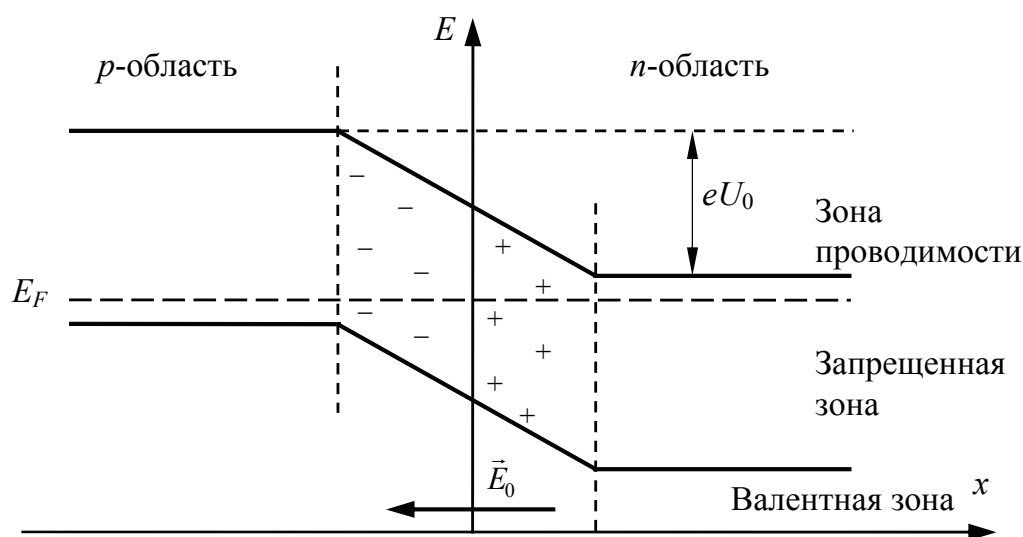


Рис. 85.2

Двойной электрический слой p - n -перехода характеризуется контактной разностью потенциалов U_0 и потенциальным барьером, высота которого eU_0 равна разности энергий уровней Ферми в p - и n -областях при отсутствии двойного электрического слоя.

Дрейфовые токи дырок I_{p_n} и электронов I_{n_p} через p - n -переход пропорциональны соответствующим концентрациям неосновных носителей заряда:

$$I_{p_n} = C_p p_n; \quad (85.1)$$

$$I_{n_p} = C_n n_p, \quad (85.2)$$

где C_p и C_n – коэффициенты пропорциональности.

Диффузионные токи дырок I_{p_p} и электронов I_{n_n} через p - n -переход пропорциональны произведению соответствующих концентраций основных носителей заряда и вероятности того, что носитель обладает энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера высотой eU_0 , которая выражается больцмановским множителем $\exp(-eU_0/kT)$:

$$I_{p_p} = C_p p_p e^{-\frac{eU_0}{kT}}; \quad (85.3)$$

$$I_{n_n} = C_n n_n e^{-\frac{eU_0}{kT}}. \quad (85.4)$$

В состоянии динамического равновесия диффузионный и дрейфовый токи равны по величине, поэтому равновесные дырочный I_{p0} и электронный I_{n0} токи будут равны:

$$I_{p0} = I_{p_n} = I_{p_p} = C_p p_p e^{-\frac{eU_0}{kT}}; \quad (85.5)$$

$$I_{n0} = I_{n_p} = I_{n_n} = C_n n_n e^{-\frac{eU_0}{kT}}. \quad (85.6)$$

Рассмотрим p - n -переход, к которому приложена внешняя разность потенциалов U . Имеется два способа подключения источника тока к p - n -переходу: в одном случае на p - n -переходе возникает запирающая разность потенциалов, а в другом – пропускная. Когда к p - n -переходу приложена запирающая разность потенциалов, то n -область заряжается положительно по отношению к p -области. В результате уровень Ферми в n -области снижается на величину eU , а высота потенциального барьера, который вынуждены

преодолевать основные носители заряда, идущие через p - n -переход, повышается на эту же величину eU (рис. 85.3). Внешнее электрическое поле совпадает по направлению с полем двойного электрического слоя, препятствуя движению через p - n -переход основных носителей заряда и способствуя движению неосновных. Так как концентрация неосновных носителей заряда мала, то и величина тока через p - n -переход в случае запирающей разности потенциалов тоже мала.

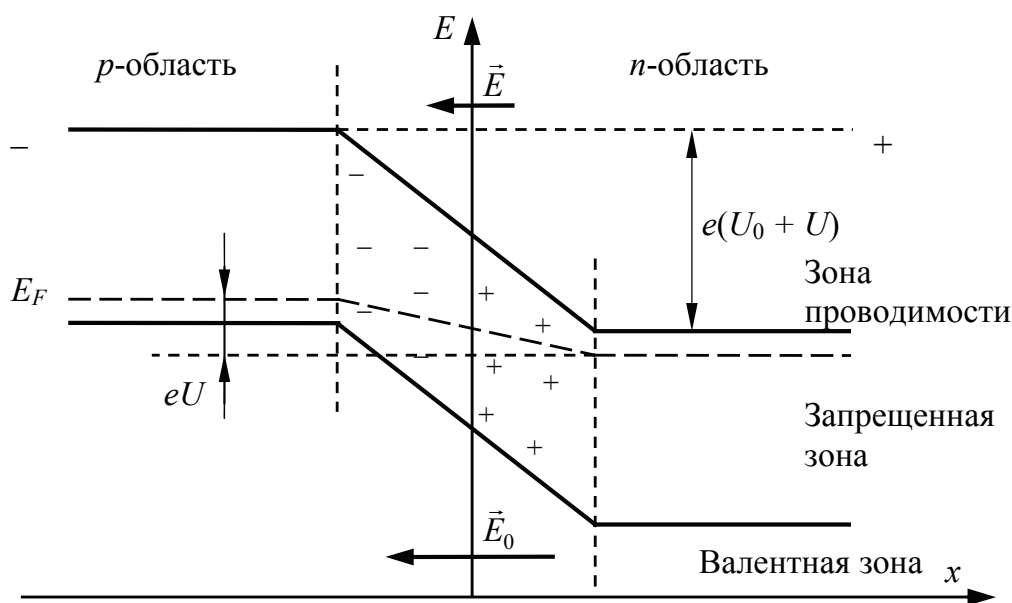


Рис. 85.3

Если к p - n -переходу приложена пропускная разность потенциалов, то n -область заряжается отрицательно и уровень Ферми в n -области повышается на величину eU , что соответствует снижению высоты потенциального барьера для основных носителей заряда на эту же величину eU (рис. 85.4). Внешнее электрическое поле компенсирует внутреннее поле двойного электрического слоя, способствуя тем самым перемещению через p - n -переход основных носителей заряда. Это приводит к росту силы тока в цепи.

Получим выражение для результирующего тока дырок через p - n -переход, к которому приложена разность потенциалов U . Очевидно, что этот ток будет определяться выражением

$$I_p = I_{p_p} - I_{p_n}, \quad (85.7)$$

где I_{p_n} – сила тока неосновных носителей заряда, которая очень мала и в первом приближении равна равновесной силе тока (85.5); I_{p_p} – сила тока основных носителей заряда, которая пропорциональна произведению их концентрации p_p на вероятность преодоления носителем заряда потенциального барьера высотой $e(U_0 - U)$ и определяется выражением

$$I_{p_p} = C_p p_p e^{-\frac{e(U_0 - U)}{kT}} = I_{p0} e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (85.8)$$

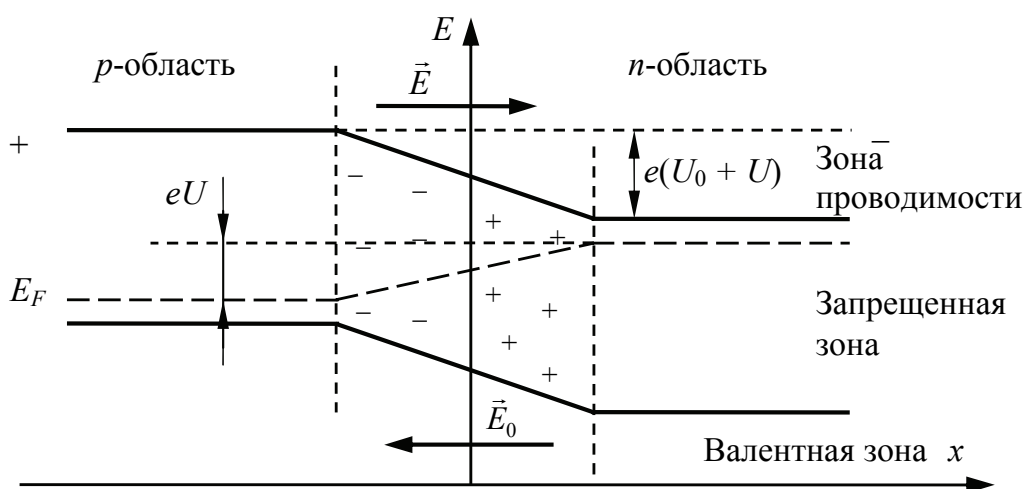


Рис. 85.4

Знак «минус» в выражении (85.7) показывает, что токи текут навстречу друг другу. Подставив в выражение (85.7) формулы (85.5) и (85.8), получим

$$I_p = I_{p0} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right). \quad (85.9)$$

Аналогичное выражение можно получить для результирующей силы тока электронов:

$$I_n = I_{n0} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right). \quad (85.10)$$

Суммарный ток через p - n -переход будет равен сумме тока дырок и электронов:

$$I = I_p + I_n = I_0 \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right), \quad (85.11)$$

где $I_0 = I_p + I_n$ – предельное значение обратного тока при $U \rightarrow -\infty$. Полученное выражение (85.11) описывает зависимость силы тока в p - n -переходе от внешнего напряжения U и является уравнением вольт-амперной характеристики p - n -перехода. Анализируя уравнение (85.11), можно сделать вывод, что p - n -переход обладает практически односторонней проводимостью. Если к p - n -переходу приложена пропускная разность потенциалов ($U > 0$), то увеличение напряжения U приводит к резкому экспоненциальному росту прямой силы тока I , тогда как при запирающей разности потенциалов ($U < 0$) рост абсолютного значения напряжения приводит лишь к незначительному росту обратного тока, который асимптотически стремится к предельному абсолютному значению I_0 . График вольт-амперной характеристики p - n -перехода показан на рис. 85.5 пунктирной линией.

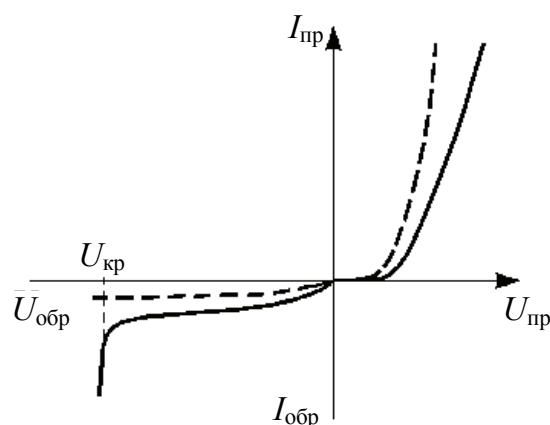


Рис. 85.5

2. Описание установки и метода измерений

Простейшим электронным прибором, содержащим электронно-дырочный переход, является полупроводниковый диод, принципиальная схема которого показана на рис. 85.6. Буквами p и n обозначены области полупроводника с проводимостями соответственно p -типа и n -типа. Обычно концентрации основных носителей заряда (дырок в p -области и электронов в n -области) сильно различаются. Одна из областей p - n -структуры, называемая эмиттером, обозначается на схеме знаком «+» и имеет бóльшую концентрацию основных носителей заряда, чем другая область, назы-

ваемая базой. Сопротивление базы намного больше сопротивления эмиттера. База и эмиттер образуют омические контакты с электродами. К электродам подсоединены металлические выводы, посредством которых диод включается в цепь.

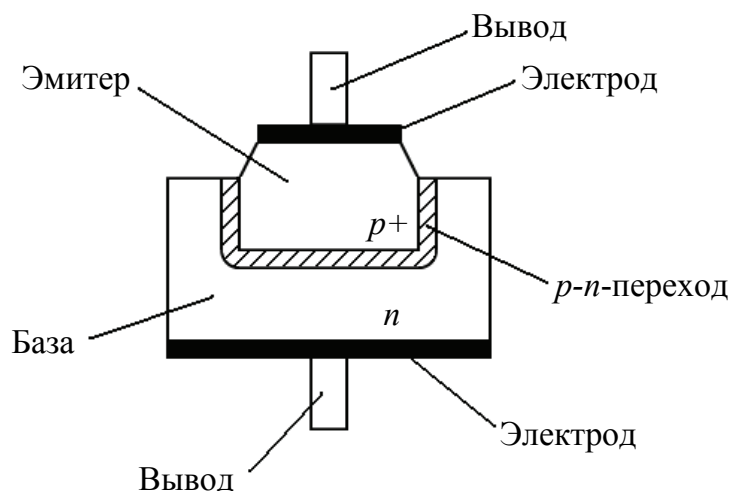


Рис. 85.6

Основной характеристикой полупроводникового диода является вольт-амперная характеристика (зависимость силы тока I от напряжения U), график которой показан на рис. 85.5 сплошной линией. Здесь же пунктиром нанесена теоретическая вольт-амперная характеристика электронно-дырочного перехода, уравнение которой имеет вид:

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eU_{pn}}{kT}\right) - 1 \right), \quad (85.12)$$

где I_0 – сила тока неосновных носителей заряда; e – заряд электрона; U_{pn} – напряжение на электронно-дырочном переходе; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Для наглядности обратные ветви характеристик на рис. 85.5 изображены в более крупном масштабе по току и в более мелком – по напряжению по сравнению с прямыми ветвями. В области малых токов реальная и теоретическая вольт-амперные характеристики совпадают. Но при больших прямых токах, а также при высоких запирающих напряжениях характеристики расходятся, что является следствием явлений, не учтенных при теоретическом анализе процессов в электронно-дырочном переходе. К таким явлениям можно отне-

сти: падение напряжения на сопротивлении базы диода, инжекцию носителей заряда из эмиттера в базу диода через p - n -переход, процессы генерации и рекомбинации носителей заряда в области p - n -перехода, поверхностную проводимость p - n -перехода.

Важными параметрами полупроводникового диода, которые могут быть рассчитаны по его вольт-амперной характеристике, являются: статическое сопротивление $R_{ст}$, динамическое сопротивление $R_{д}$, коэффициент выпрямления K , а также сопротивление базы диода $r_б$. Статическое сопротивление диода $R_{ст}$ – это отношение приложенного напряжения U к силе тока I , проходящего через диод:

$$R_{ст} = U/I. \quad (85.13)$$

Динамическим (дифференциальным) сопротивлением диода называется величина $R_{д}$, определяемая выражением

$$R_{д} = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\Delta U}{\Delta I}, \quad (85.14)$$

где ΔU – малое изменение приложенного напряжения; ΔI – соответствующее изменение силы тока в диоде. Коэффициент выпрямления диода K – это отношение силы прямого тока в диоде $I_{пр}$ к силе обратного тока $I_{обр}$ при одинаковом (по модулю) приложенном напряжении:

$$K = I_{пр}/I_{обр}. \quad (85.15)$$

В области больших прямых токов реальная вольт-амперная характеристика диода (рис. 85.5) расположена ниже теоретической и является почти линейной. В диодах с большой толщиной базы инжекция носителей заряда через p - n -переход не оказывает заметного влияния на вольт-амперные характеристики. В этом случае отклонение экспериментальной вольт-амперной характеристики от теоретической связано главным образом с падением напряжения на сопротивлении базы диода $r_б$. В результате напряжение на электронно-дырочном переходе U_{pn} оказывается меньше напряжения U , приложенного к диоду, т. е.

$$U_{pn} = U - Ir_б. \quad (85.16)$$

С учетом выражения (85.16) уравнение вольт-амперной характеристики (85.12) в области больших прямых токов, когда $\exp(eU_{pn}/kT) \gg 1$, можно записать в виде

$$I = I_0 \exp\left(\frac{e(U - Ir_6)}{kT}\right). \quad (85.17)$$

Это уравнение позволяет произвести оценочный расчет сопротивления базы диода r_6 по двум экспериментальным точкам прямой ветви вольт-амперной характеристики. Чтобы получить расчетную формулу, выразим из уравнения (85.17) напряжение U :

$$U = Ir_6 + \frac{kT}{e} \ln \frac{I}{I_0}. \quad (85.18)$$

Тогда разность напряжений для двух точек прямой ветви вольт-амперной характеристики будет равна

$$U_2 - U_1 = (I_2 - I_1)r_6 + \frac{kT}{e} \ln \frac{I_2}{I_1}. \quad (85.19)$$

Выражая отсюда r_6 , получаем формулу для оценочного расчета сопротивления базы диода:

$$r_6 = \frac{U_2 - U_1}{I_2 - I_1} - \frac{kT}{e(I_2 - I_1)} \ln \frac{I_2}{I_1}. \quad (85.20)$$

При не очень высоких запирающих напряжениях основной причиной несоответствия теоретической и реальной вольт-амперных характеристик диода (рис. 85.5) являются процессы тепловой генерации и рекомбинации носителей заряда в области p - n -перехода. При росте запирающего напряжения увеличивается ширина p - n -перехода и возрастает число генерируемых в переходе носителей заряда, в результате чего обратный ток диода не достигает насыщения, как это следует из теоретической вольт-амперной характеристики, а медленно растет. Другой причиной роста обратного тока диода является поверхностная проводимость электронно-дырочного перехода.

Когда запирающее напряжение диода достигает определенного критического значения $U_{кр}$, сила тока начинает резко возрастать. Это явление называют пробоем диода. Напряжение, при котором наступает пробой p - n -перехода, зависит от типа диода и может иметь величину от единиц до сотен вольт.

Для снятия вольт-амперных характеристик p - n -переходов выпрямительных диодов используется лабораторная установка, электрическая схема которой представлена на рис. 85.7.

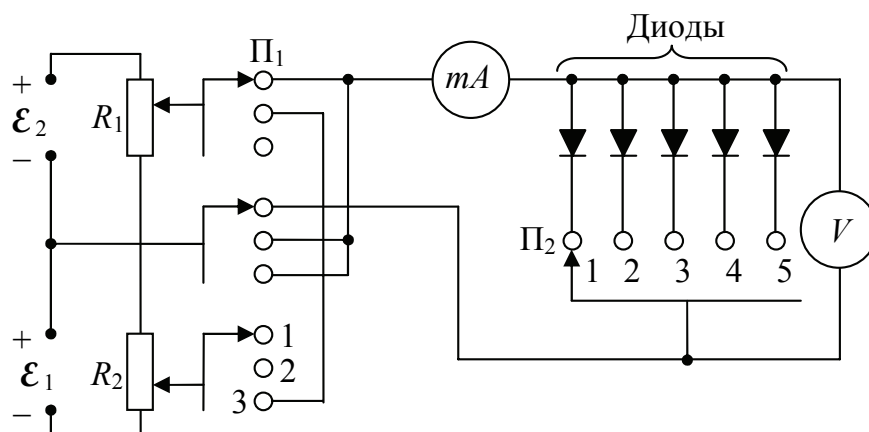


Рис. 85.7

Все элементы электрической схемы, за исключением миллиамперметра и вольтметра, собраны в одном корпусе. Схема содержит два источника постоянного напряжения \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 , которые подключаются к измерительной цепи посредством трехпозиционного переключателя Π_1 . Низковольтный источник \mathcal{E}_1 предназначен для исследования прямой ветви (положение 1 переключателя Π_1) и начального участка обратной ветви (положение 2 переключателя Π_1) вольт-амперной характеристики. Источник более высокого напряжения \mathcal{E}_2 используется при исследовании обратной ветви вольт-амперной характеристики (положение 3 переключателя Π_1). При использовании источника \mathcal{E}_1 напряжение на диоде регулируется с помощью делителя напряжения R_1 , а при использовании источника \mathcal{E}_2 – с помощью делителя напряжения R_2 . Для подключения к измерительной схеме одного из исследуемых диодов служит переключатель Π_2 . Сила тока в диоде измеряется миллиамперметром mA , а напряжение – вольтметром V .

3. Порядок выполнения работы

1. Подготовьте таблицу для занесения результатов измерений.

i	Прямое подключение					Обратное подключение				K
	$U,$	$I,$	$R_{ст},$	$R_{д},$	$r_{б},$	$U,$	$I,$	$R_{ст},$	$R_{д},$	

2. Пользуясь схемой (рис. 85.7) и приложением к установке, ознакомьтесь с устройством установки, назначением и расположе-

нием измерительных приборов, изучите инструкцию пользования амперметром и вольтметром. Поверните рукоятки реостатов R_1 и R_2 в крайнее положение против хода часовой стрелки, что соответствует нулевому напряжению в измерительной цепи. Переключатель Π_1 установите в положение 1 (для снятия прямой вольт-амперной характеристики). При помощи переключателя Π_2 включите в измерительную схему исследуемый диод. С разрешения преподавателя или лаборанта подключите установку и приборы к сети.

3. Измерьте прямую ветвь вольт-амперной характеристики диода. Для этого изменяя при помощи реостата R_1 прямое напряжение U на диоде от 0 до 1 В через 0,1 В, измерьте соответствующие значения силы тока I . Закончив измерения, поверните рукоятку реостата R_1 в исходное положение (крайнее положение против хода часовой стрелки).

4. Измерьте начальный участок обратной ветви вольт-амперной характеристики диода. Для этого переключатель Π_1 переведите в положение 2 и, изменяя реостатом R_1 запирающее напряжение U на диоде от 0 до 1 В через 0,1 В, измерьте соответствующие значения силы тока I . Закончив измерения, поверните рукоятку реостата R_1 в исходное положение (крайнее положение против хода часовой стрелки).

5. Измерьте обратную ветвь вольт-амперной характеристики диода при высоких запирающих напряжениях. Для этого переключатель Π_1 переведите в положение 3 и, изменяя реостатом R_2 запирающее напряжение U от 5 до 25 В через 5 В, измерьте соответствующие значения силы тока I . Закончив измерения, поверните рукоятку реостата R_2 в исходное положение (крайнее положение против хода часовой стрелки) и отключите установку и приборы от электросети.

6. По полученным экспериментальным данным постройте график вольт-амперной характеристики $I = f(U)$ (при этом необходимо выбрать различные масштабы для прямой и обратной ветвей).

7. Используя формулы (85.13), (85.14) и (85.15), вычислите для полупроводникового диода статическое $R_{ст}$ и динамическое $R_{д}$ сопротивления в прямом и обратном направлениях, а также коэффициент выпрямления K . Проанализируйте зависимость полученных значений от величины напряжения U , приложенного к диоду.

8. По двум последним экспериментальным точкам прямой ветви вольт-амперной характеристики, используя выражение (85.20),

оцените сопротивление базы диода r_b и сравните его со статическим и динамическим сопротивлением диода.

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое электронно-дырочный переход (p - n -переход)?
2. Как возникают основные и неосновные носители заряда в p -области и n -области p - n -перехода?
3. Объясните механизм возникновения контактной разности потенциалов в p - n -переходе.
4. Что такое диффузионный и дрейфовый токи в p - n -переходе?
5. Получите выражение для силы тока через p - n -переход.
6. Какой вид имеет вольт-амперная характеристика p - n -перехода?
7. Почему при пропускной разности потенциалов сила тока через p - n -переход резко увеличивается, а при запирающей возрастает незначительно?
8. Что такое полупроводниковый диод и где он применяется?
9. По каким причинам экспериментальная вольт-амперная характеристика диода отличается от теоретической?

ПРИЛОЖЕНИЕ

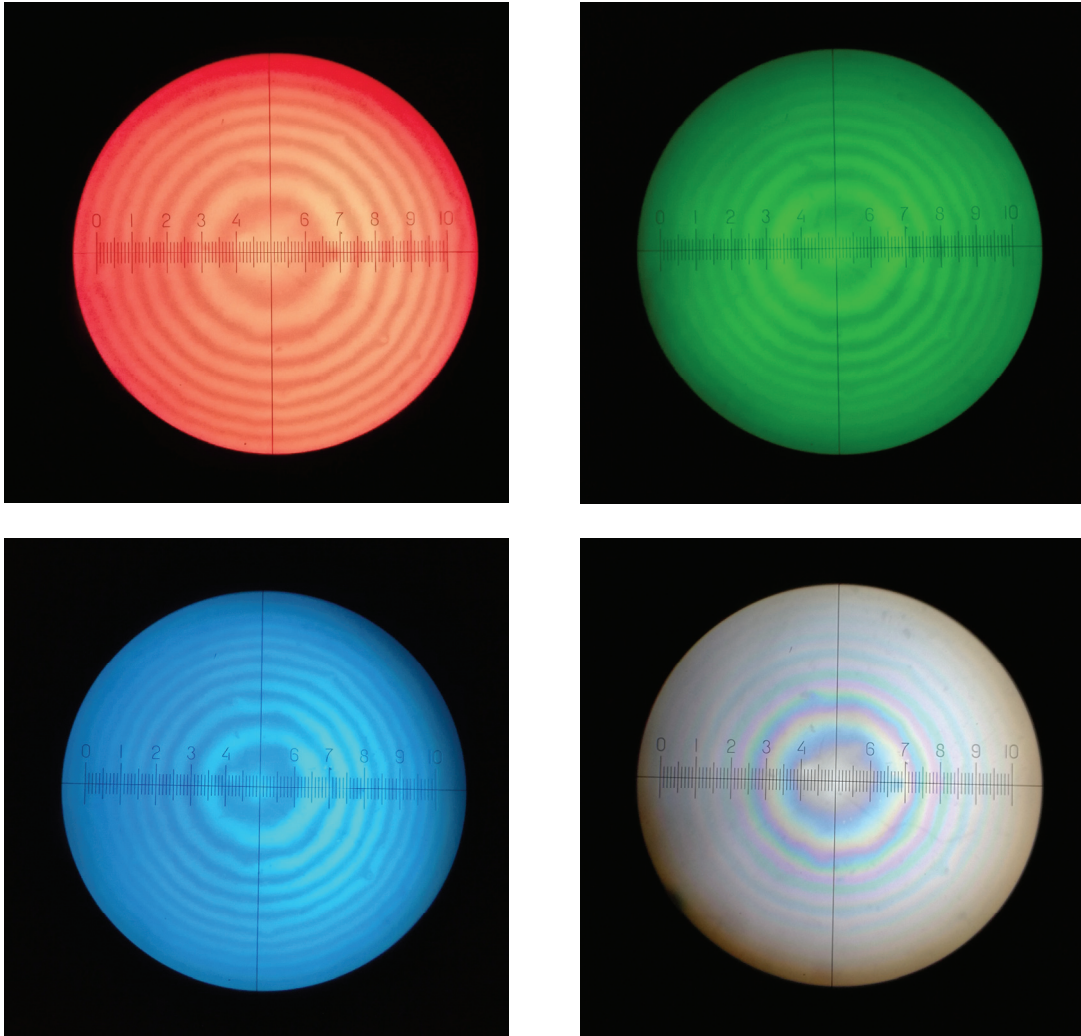


Рис. П1

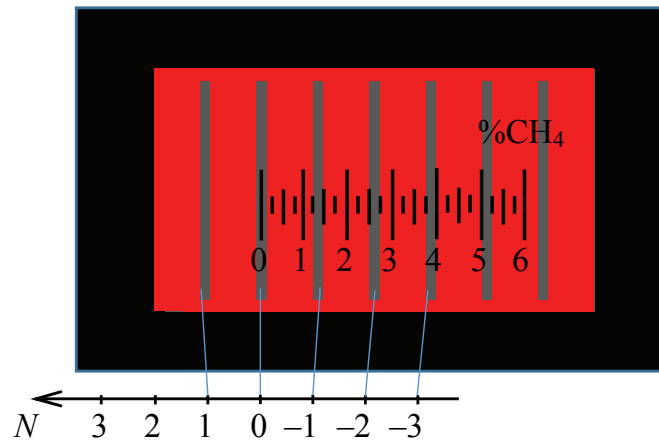


Рис. П2

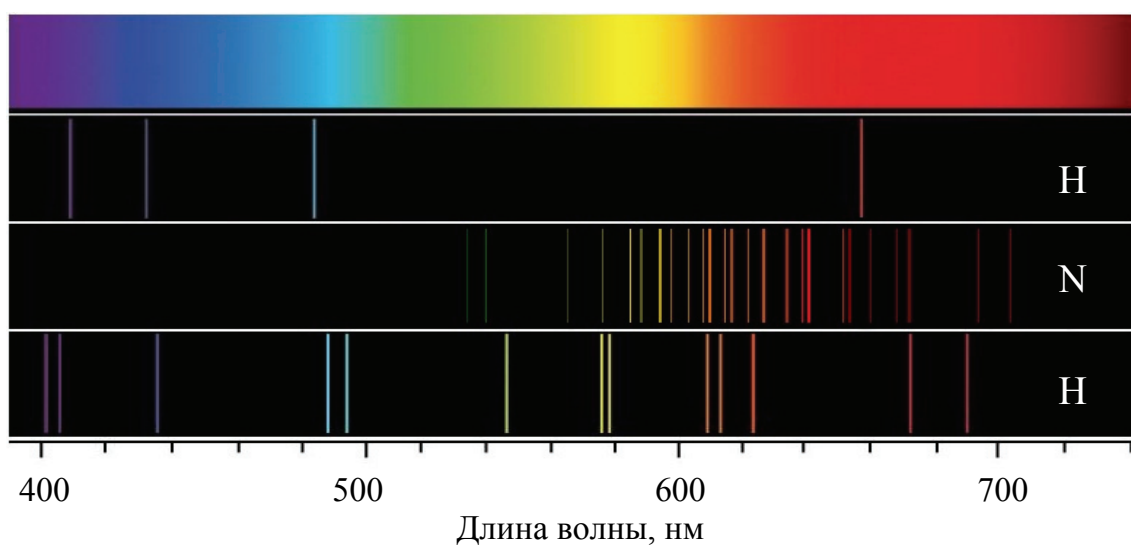


Рис. П3

Источник света	Цветовая температура, К
Ясное звездное небо в ночное время	12 000–20 000
Синее безоблачное небо перед восходом Солнца	9000–12 000
Облачно	6500–7500
Близкий к дневному свету	6000–6200
Дневной свет. Лампа дневного света	5400–6000
Ксеноновая дуговая лампа, электрическая дуга	4500–5000
Лампа дневного света (теплый белый свет)	4000–4300
Солнечный свет – два часа после восхода или два часа перед закатом. Лампы, используемые для подсветки мясных продуктов в магазине (имеют повышенное содержание красного цвета в спектре)	3800–4100
Солнечный свет, час после восхода	3450–3750
Фотолампы накаливания, тип А	3400
Фотолампы кварцевые, тип В	3200
Солнце на восходе и закате. Лампы накаливания 200 Вт	3000–3100
Домашние галогенные лампы	2200–3000
Лампы накаливания 100 Вт	2900
Газонаполненные лампы накаливания с вольфрамовой спиралью	2800–2854
Лампы накаливания 75 Вт	2800
Лампы накаливания 60 Вт	2700
Лампы накаливания 40 Вт	2200
Натриевые лампы высокого давления	2000
Свет пламени свечи	1200–1850
Пламя спички	1700
Начало видимого темно-красного свечения раскаленных тел	800

Рис. П4

Таблица П1

Основные физические постоянные

Физическая постоянная	Обозначение	Значение
Постоянная Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Универсальная газовая постоянная	R	$8,31$ Дж·моль ⁻¹ ·К ⁻¹
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К ⁻¹
Элементарный заряд	e	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона	m_e	$9,1 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса протона	m_p	$1,67 \cdot 10^{-27}$ кг
Постоянная Фарадея	F	$9,65 \cdot 10^4$ Кл·моль ⁻¹
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф·м ⁻¹
Коэффициент пропорциональности в законе Кулона	$\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$	$9 \cdot 10^9$ Н·м ² ·Кл ⁻²
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн·м ⁻¹
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8$ м·с ⁻¹
Постоянная Планка	h $\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с $1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Стефана – Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·м ⁻² ·К ⁻⁴
Постоянная смещения Вина	b	$2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К
Постоянная Ридберга	R	$3,29 \cdot 10^{15}$ с ⁻¹
Радиус первой боровской орбиты	a	$5,29 \cdot 10^{-11}$ м
Энергия ионизации атома водорода	E_i	13,6 эВ
Комптоновская длина волны электрона	λ_K	$2,43 \cdot 10^{-12}$ м
Число Лоренца	L	$2,45 \cdot 10^{-8}$ Дж ² ·Кл ⁻² ·К ⁻²

Таблица П2

Греческий алфавит

Буква	Название буквы	Буква	Название буквы
Α, α	альфа	Ν, ν	ню
Β, β	бета	Ξ, ξ	кси
Γ, γ	гамма	Ο, ο	омикрон
Δ, δ	дельта	Π, π	пи
Ε, ε	эпсилон	Ρ, ρ	ро
Ζ, ζ	дзета	Σ, σ	сигма
Η, η	эта	Τ, τ	тау
Θ, θ	тега	Υ, υ	ипсилон
Ι, ι	йота	Φ, φ	фи
Κ, κ	каппа	Χ, χ	хи
Λ, λ	ламбда	Ψ, ψ	пси
Μ, μ	мю	Ω, ω	омега

Таблица П3

Обозначения и названия некоторых единиц

Обозначение	Название	Обозначение	Название	Обозначение	Название
А	ампер	Кл	кулон	кд	кандела
Вт	ватт	Дж	джоуль	м	метр
лк	люкс	К	кельвин	рад	радиан
Вб	вебер	Ом	ом	с	секунда
В	вольт	Ф	фарад	ср	стерадиан
Гн	генри	Тл	тесла	ч	час
Гц	герц	лм	люмен	эВ	электрон-вольт

Таблица П4

Единицы величин в СИ

Величина	Единица величины в СИ	Величина	Единица величины в СИ
Сила света	кд	Световой поток	лм
Светимость	лм/м ²	Освещенность	лк
Телесный угол	ср	Яркость	кд/м ²
Плоский угол	рад	Частота колебаний	Гц
Электромагнитная энергия	Дж	Термодинамическая температура	К
Оптическая сила	дптр	Напряженность электрического поля	В/м
Электрический заряд	Кл	Магнитная индукция	Тл

Таблица П5

Десятичные приставки к названиям единиц

Наименование	Обозначение	Множитель	Наименование	Обозначение	Множитель
экса	Э	10 ¹⁸	деци	д	10 ⁻¹
пета	П	10 ¹⁵	санتي	с	10 ⁻²
тера	Т	10 ¹²	мили	м	10 ⁻³
гига	Г	10 ⁹	микро	мк	10 ⁻⁶
мега	М	10 ⁶	нано	н	10 ⁻⁹
кило	к	10 ³	пико	п	10 ⁻¹²
гекто	г	10 ²	фемто	ф	10 ⁻¹⁵
дека	да	10 ¹	атто	а	10 ⁻¹⁸

Таблица П6

Показатели преломления
 для $\lambda = 589,3$ нм для газов при нормальных условиях,
 для жидкостей и твердых тел при $T = 293\text{К}$ и $p = 101,3$ кПа

Газы	n	Жидкости	n	Твердые тела	n
Азот	1,000297	Ацетон	1,359	Алмаз	2,417
Аммиак	1,000375	Бензол	1,501	Гранат	1,74–1,89
Аргон	1,000284	Нитробензол	1,552	Кварц	1,54–1,57
Водород	1,000138	Вода	1,333	Корунд	1,769
Воздух	1,000292	Глицерин	1,474	Плексиглас	1,491
Гелий	1,000035	Толуол	1,497	Рубин	1,76
Кислород	1,000272	Метанол	1,329	Слюда	1,56–1,60
Метан	1,000441	Этанол	1,361	Стекло	1,46–2,04
Фтор	1,000195	1-Пропанол	1,385	Топаз	1,63
Хлор	1,000768	2-Пропанол	1,377	Янтарь	1,532

Таблица П7

Показатели преломления
 для двулучепреломляющих кристаллов
 для $\lambda = 527$ нм

Кристалл	n_o	n_e	$ n_o - n_e $
Кварц	1,547	1,556	0,009
Исландский шпат	1,664	1,489	0,175

Таблица П8

Удельная постоянная вращения α растворов веществ
при 293 К для $\lambda = 589,3$ нм

Вещество	Растворитель	α , градус/дм
Сахароза	Вода	+66,5
Глюкоза	Вода	+52,7
Фруктоза	Вода	-92
Манноза	Вода	+14,2
Хинин	Этанол	-169

Таблица П9

Показатель преломления водных растворов
при 293 К

Вещество	Массовая доля растворенного вещества, %					
	20	40	50	60	80	100
Метанол	1,338	1,342	1,342	1,342	1,337	1,329
Этанол	1,347	1,358	1,361	1,363	1,365	1,361
1-Пропанол	1,352	1,364	1,3669	1,374	1,381	1,385
2-Пропанол	1,351	1,364	1,368	1,372	1,377	1,377

Таблица П10

Поляризуемость молекул

Вещество	α , 10^{-30} м ³	Вещество	α , 10^{-30} м ³	Вещество	α , 10^{-30} м ³
Ar	1,626	H ₂ O	1,444	HCl	2,561
Br ₂	6,430	H ₂ S	3,462	HBr	3,492
CCl ₄	10,1	N ₂	1,734	HI	5,199
CO	1,926	NO	1,695	He	0,203
CO ₂	2,594	NO ₂	2,921	Xe	3,999
Cl ₂	4,500	NH ₃	2,145	O ₂	1,561
H ₂	0,802	SO ₂	3,744	O ₃	2,845

Таблица П11

**Ширина запрещенной зоны
и подвижность носителей заряда в полупроводниках**

Наименование материала	Ширина запрещенной зоны, эВ		Подвижность носителей заряда, 300 К, см ² /(В·с)	
	при 300 К	при 0 К	Электроны	Дырки
С (алмаз)	5,47	5,51	1 800	1 600
Ge	0,803	0,89	3 900	1 900
Si	1,12	1,16	1 500	600
GaSb	0,67	0,80	4 000	1 400
GaAs	1,43	1,52	8 500	400
GaP	2,24	2,40	110	75
InSb	0,16	0,26	78 000	750
InAs	0,33	0,46	33 000	460
InP	1,29	1,34	4 600	150
CdS	2,42	2,56	300	50
CdSe	1,7	1,85	800	–
ZnO	3,2	–	200	–
ZnS	3,6	3,7	165	–
PbS	0,41	0,34	600	700
PbTe	0,32	0,24	6 000	4 000

Таблица П12

**Время жизни неосновных носителей заряда
в полупроводниках**

Полупроводник	Si	Ge	InSb	InAs	PbS
τ , с	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}	10^{-5}

Таблица П13

Энергия ионизации примеси в кремнии и германии

Примесь	Энергия ионизации, эВ	
	в Si	в Ge
Донорные примеси		
P	0,045	0,0128
As	0,053	0,0140
Sb	0,043	0,0098
Bi	0,069	0,0125
Акцепторные примеси		
B	0,045	0,0104
Al	0,057	0,0102
Ga	0,065	0,0108
In	0,016	0,0102

Таблица П14

**Показатель преломления n_D , число Аббе ν ,
средняя дисперсия δ_n оптических стекол**

Название	Обозначение	n_D	ν	δ_n
Боросиликатный крон	C-20	1,5100	63,4	0,00805
Крон	C-12	1,5181	58,9	0,00879
Крон-флинт	C-49	1,5262	51,0	0,01032
Баритовый крон	C-17	1,5399	59,7	0,00905
Тяжелый крон	C-24	1,6126	58,6	0,01046
Легкий флинт	C-16	1,5783	41,7	0,01387
Флинт	C-8	1,6129	36,9	0,01660
Тяжелый флинт	C-18	1,7550	27,5	0,02743

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика. Лабораторный практикум. В 3 ч. Ч. 1. Механика и молекулярная физика: учеб. пособие / Д. В. Кленицкий [и др.]. – Минск: БГТУ, 2016.

2. Физика. Лабораторный практикум. В 3 ч. Ч. 2. Электричество и магнетизм: учеб. пособие / Н. Н. Крук [и др.]. – Минск: БГТУ, 2017.

3. Наркевич, И. И. Физика для ВТУЗов: в 2 т. / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. – Минск: Выш. шк., 1992. Т. 1; 1994. – Т. 2.

4. Наркевич, И. И. Физика / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. – Минск: Новое знание, 2004.

5. Детлаф, А. А. Курс физики: в 3 т. / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М.: Высш. шк., 1987. – Т. 1; 1989. – Т. 2; 2003. – Т. 3.

6. Савельев, Е. В. Курс общей физики: в 3 т. / Е. В. Савельев. – М.: Наука, 1987; 1989. – Т. 1–3.

7. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 1985.

8. Бобрович, О. Г. Физика. В 5 ч. Ч. 4. Оптика [Электронный ресурс] / О. Г. Бобрович, В. В. Тульев. – Минск: БГТУ, 2014.

9. Бобрович, О. Г. Физика. В 5 ч. Ч. 5. Строение и свойства вещества [Электронный ресурс] / О. Г. Бобрович, В. В. Тульев. – Минск: БГТУ, 2015.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ПРАВИЛА ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ.....	4
ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ.....	6
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА.....	10
Лабораторная работа № 61. Изучение интерференции света с помощью бипризмы Френеля	10
Лабораторная работа № 62. Определение радиуса кривизны линзы путем наблюдения колец Ньютона	20
Лабораторная работа № 63. Определение параметров дифракционной решетки	30
Лабораторная работа № 64. Получение и исследование поляризованного света	39
Лабораторная работа № 65. Поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков	50
Лабораторная работа № 66. Определение концентрации сахара в растворе с помощью кругового поляриметра	55
Лабораторная работа № 67. Определение показателя преломления жидкостей с помощью рефрактометра.....	62
Лабораторная работа № 68. Дисперсия света	73
Лабораторная работа № 69. Изучение зависимости показателя преломления воздуха от давления	84
СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА.....	95
Лабораторная работа № 75. Изучение законов теплового излучения	95
Лабораторная работа № 76. Определение постоянной Планка с помощью оптического пирометра.....	106
Лабораторная работа № 77. Изучение внешнего фотоэффекта	113
Лабораторная работа № 78. Изучение основ атомной люминесцентной спектроскопии и спектрального анализа	124
Лабораторная работа № 79. Изучение спектра поглощения молекулы йода.....	137
Лабораторная работа № 80. Принцип работы лазера и характеристики лазерного излучения	147

Лабораторная работа № 81. Изучение дифракции электронов.....	161
Лабораторная работа № 82. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника.....	169
Лабораторная работа № 83. Определение времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике.....	185
Лабораторная работа № 84. Изучение фотопроводимости полупроводников.....	192
Лабораторная работа № 85. Определение параметров электронно-дырочного перехода в полупроводниках.....	198
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	211
ЛИТЕРАТУРА.....	220

Учебное издание

Бобрович Олег Георгиевич
Кленицкий Дмитрий Викентьевич
Крук Николай Николаевич и др.

ФИЗИКА

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

В 3-х частях

Часть 3. Оптика и строение вещества

Учебно-методическое пособие

Редактор *О. П. Приходько*
Компьютерная верстка *О. П. Приходько*
Корректор *О. П. Приходько*

Подписано в печать 15.10.2018. Формат 60×84 ¹/₁₆.
Бумага офсетная. Гарнитура Таймс. Печать ризографическая.
Усл. печ. л. 13,0. Уч.-изд. л. 13,4.
Тираж 300 экз. Заказ .

Издатель и полиграфическое исполнение:
УО «Белорусский государственный технологический университет».
Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/227 от 20.03.2014.
Ул. Свердлова, 13а, 220006, г. Минск.