МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
АГРАРНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Допущено Министерством образования Республики Беларусь в качестве учебного пособия для студентов учреждений высшего образования группы специальностей «Агроинженерия» и по специальности «Проектирование и производство сельскохозяйственной техники»

В трех частях

Часть 3

Волновая оптика. Элементы квантовой физики

Минск
БГАТУ
2020

УДК 53(07)
ББК 22.3я7
Ф48

Авторы:
кандидат физико-математических наук, доцент,
заведующий кафедрой *В. К. Долгий*,
кандидат биологических наук, доцент, доцент кафедры *В. Н. Болодон*,
кандидат физико-математических наук, доцент,
доцент кафедры *В. П. Дымонт*,
доктор физико-математических наук,
доцент, профессор кафедры *М. В. Королевич*,
кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры *П. Н. Логвинович*,
кандидат физико-математических наук, доцент,
доцент кафедры *В. А. Чернявский*

Рецензенты:
кафедра физики УО «Белорусский государственный
технологический университет»
(доктор физико-математических наук,
заведующий кафедрой *Н. Н. Крук*);
кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика»
Белорусского национального технического университета *Г. К. Савчук*

Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие : в 3 ч. /
Ф48 В. К. Долгий [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2020. – Ч. 3 : Волновая оптика. Элементы квантовой физики. – 172 с.
ISBN 978-985-25-0021-0.

Содержит лабораторные работы, каждая из которых включает в себя теоретическое введение, описание лабораторной установки, порядок выполнения работы и вопросы для самоконтроля.

Предназначено для студентов учреждений высшего образования по аграрно-техническим специальностям.

УДК 53(07)
ББК 22.3я7

ISBN 978-985-25-0021-0 (ч. 3)
ISBN 978-985-519-811-7

© БГАТУ, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……5

Требования к выполнению лабораторных работ……7

Волновая оптика
Лабораторная работа 3.1
Изучение интерференции света в тонких пленках.
Кольца Ньютона……11
Лабораторная работа 3.2
Изучение дифракции света на узкой щели
и дифракционной решетке……29
Лабораторная работа 3.3
Получение и исследование линейно-поляризованного света…..50
Лабораторная работа 3.4
Определение концентрации сахарного раствора
с помощью кругового поляриметра……64

Элементы квантовой физики
Лабораторная работа 3.5
Изучение законов теплового излучения…… 74
Задание 1. Проверка выполнения закона
Стефана–Больцмана……83
Задание 2. Определение постоянной Стефана–Больцмана
с помощью оптического пирометра……90
Лабораторная работа 3.6
Изучение внешнего фотоэффекта и определение
постоянной Планка……99
Задание 1. Изучение световой характеристики
Фотоэлемента…… 107
Задание 2. Изучение зависимости задерживающего
напряжения от частоты падающего излучения.
Определение постоянной Планка……... 110
Лабораторная работа 3.7
Изучение спектра атома водорода и определение
постоянной Ридберга……... 115

Задание 1. Градуировка монохроматора……...126
Задание 2. Изучение спектра атома водорода и определение постоянной Ридберга……..127
Лабораторная работа 3.8
Изучение температурной зависимости электросопротивления полупроводника и определение энергии активации собственной проводимости.……...129
Лабораторная работа 3.9
Термоэлектрические явления.……151
Задание 1. Изучение явления Зеебека.…… 158
Задание 2. Изучение явления Пельтье.……...161

Справочные таблицы……..166

Список рекомендуемой литературы…….171

ВВЕДЕНИЕ

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

Цель практикума показать повседневную востребованность фундаментальных физических знаний по данному курсу физики.

Оптика – раздел физики, изучающий свойства света и его взаимодействие с веществом. Современная теория света исходит из того, что свет одновременно обладает как волновыми, так и корпускулярными свойствами. На основе изучения электромагнитных и квантовых свойств света созданы волновая (электромагнитная) и квантовая (корпускулярная) теории света. Только в совокупности эти теории позволяют объяснить все известные оптические явления. Волновая теория хорошо объясняет интерференцию, дифракцию и поляризацию света, а квантовая теория – процессы испускания и поглощения света, фотоэффект, эффект Комптона, тепловое излучение и др.

Данное учебно-методическое пособие является последним из трех запланированных к изданию учебных пособий по дисциплине «Физика» в БГАТУ. Первая часть с описанием лабораторных работ по разделам «Механика. Молекулярная физика. Термодинамика» издана в 2016 г., вторая часть с описанием лабораторных работ по разделам «Электричество и магнетизм» – в 2018 г. Третья часть включает описание лабораторных работ по разделам «Оптика. Элементы квантовой физики».

Данный лабораторный практикум представляет собой цикл лабораторных работ, тематика которых полностью соответствует программе курса общей физики и модульной системе обучения. Каждая лабораторная работа состоит из теоретического введения (или общих положений теоретического плана), описания экспериментальной установки и порядка выполнения работы (измерений и их обработки), а также вопросов для самоконтроля степени

усвоения материала. Лабораторная работа рассчитана на два академических часа (допуск, выполнение и защита предыдущей работы). Выполнению работы должна предшествовать предварительная самоподготовка с использованием конспекта лекций, методического пособия и учебника, которая заключается в освоении теоретического материала, знакомстве с описанием установки и подготовке отчета.

Выполнение лабораторных работ дает возможность освоить изучаемый материал, научиться формулировать цели работы и делать выводы на основе полученных результатов.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Допуск к лабораторной работе

Перед выполнением лабораторной работы студент должен получить у преподавателя допуск к выполнению работы. Для того чтобы получить допуск к лабораторной работе студент должен:

– заранее оформить конспект данной лабораторной работы;

– ответить на вопросы преподавателя по теории, методике измерений, устройству установки и методике обработки результатов.

При получении студентом допуска к выполнению работы преподаватель ставит свою подпись в конспекте студента (графа «ДОПУСК» в таблице на обложке).

Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе

Конспект для допуска и выполнения лабораторных работ готовится заранее на двойных листах из тетради в клетку (1–5 двойных листов в зависимости от почерка).

Первая страница (обложка)

БГАТУ

кафедра физики

Лабораторная работа №

Название:

Выполнил:
студент __ курса ___ группы

_____
(Ф. И. О.)

	Допуск	*Измерения*	*Зачет*
Подпись, дата			

Минск 20___ г.

Следующие страницы
Цель работы: *(переписать полностью из описания или сформулировать самостоятельно).* ***Теоретическое введение:*** *(письменно ответить на поставленные в лабораторной работе вопросы с использованием формулировок законов, определений основных физических величин и соотношений между ними, а также рисунков, графиков и схем с пояснениями к ним).* ***Экспериментальная установка:*** *(нарисовать общий вид или схематичный рисунок установки и пояснить элементы установки).* ***Результаты измерений и их обработка:*** *(подготовить таблицу для результатов измерений)*

Если студент не подготовил конспект по лабораторной работе, то он не допускается к выполнению работы до тех пор, пока конспект не будет подготовлен (причина невыполнения работы считается неуважительной).

Выполнение лабораторной работы

С учетом указаний преподавателя, студент, выполняя лабораторную работу, заносит в таблицы измеренные величины, проводит расчеты, строит графики и т. п. Выполнив необходимые действия, показывает полученные результаты измерений и расчетов преподавателю и при правильном результате получает подпись в графе «ИЗМЕРЕНИЯ».

Оформление отчета

Полностью оформленная и подготовленная к зачету работа должна соответствовать следующим требованиям:

1. Должны быть соблюдены *все правила* оформления конспекта для допуска к лабораторной работе.

2. Для всех величин, представленных в таблицах, должны быть записаны соответствующие *единицы измерения*.

3. Графики должны удовлетворять следующим требованиям:

– построение выполнять на миллиметровой бумаге или на листе в клетку, размером не менее половины тетрадного листа;

– на графике: оси декартовой системы, на концах осей – стрелки, обозначения величин, единицы измерения, множитель (10^n);

– на каждой оси должен быть выбран равномерный масштаб (риски через равные промежутки, числа через равное количество рисок);

– под графиком написать полное название графика *словами* (например: график зависимости скорости от времени);

– экспериментальные и теоретические точки наносить ярко, разными значками;

– экспериментальная кривая должна соответствовать теоретической зависимости (не соединять экспериментальные точки ломаной линией);

– сделать выводы по каждому графику в соответствии с шаблоном:

Полученный экспериментально график зависимости _____ *от* _____ *имеет вид (прямой, проходящей через начало координат, параболы, гиперболы, плавной кривой и т. п.) и качественно совпадает (не совпадает) с теоретической зависимостью данной характеристики, имеющей вид* _____.

(название функции словами) *(название аргумента)* *(формула)*

4. сделать вывод в соответствии с шаблоном:

По результатам измерений и расчетов получено значение _____, *равное* _____ = _____ ± _____ _____

(название физической величины) *(символ)* *(среднее)* *(ошибка)* *(единица измерения)*

Полученное экспериментально значение _____, *равное* _____, *с точностью до ошибки измерений, составляющей* _____, *совпадает (не совпадает) с табличным (теоретическим) значением данной величины, равным* _____.

(полное название величины словами) *(число, единица измерения)* *(число, единица измерения)* *(число, единица измерения)*

Защита лабораторной работы

Преподаватель проверяет правильность и полноту оформления конспекта, задает вопросы по теории, методике измерений, устройству установки, методике обработки результатов, обоснованности выводов по отдельным результатам работы и всей работе в целом, и если работа считается полностью выполненной, то преподаватель ставит подпись в графе «ЗАЧЕТ».

Выполненные работы должны быть защищены на текущем или на следующем занятии.

Если студент имеет две и более незащищенные работы, то к выполнению следующих работ студент не допускается (причина невыполнения считается неуважительной).

Порядок отработки невыполненных лабораторных работ

Лабораторные работы, пропущенные студентом по уважительным или неуважительным причинам, должны быть отработаны в ***течение 3 недель с момента их пропуска***.

Для отработки занятий без оплаты студент пишет заявление на имя декана по установленному образцу и прилагает к нему документы, дающие право на бесплатную отработку и зарегистрированные в деканате *не позднее 1 недели после их выдачи на руки*.

Студенты, несвоевременно представившие в деканат документы и не отработавшие пропущенные лабораторные занятия в *течение 3-х недель с момента их пропуска*, ***теряют право на отработку без оплаты***.

Для отработки занятий на платной основе студент в деканате заключает договор об оказании услуг по ликвидации академической задолженности.

Отработка лабораторных работ проводится согласно графику отработки, утвержденному заведующим кафедрой, при наличии:

1) конспекта по пропущенной лабораторной работе с подписью ведущего занятия преподавателя в графе «ДОПУСК»;

2) разрешения деканата на отработку (для бесплатной отработки);

3) договора об оказании услуг по ликвидации академической задолженности, акта о выполненных работах (оказанных услугах) по договору, квитанции об оплате.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторная работа № 3.1

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ. КОЛЬЦА НЬЮТОНА

Цель работы: изучить явление интерференции света и определить радиус кривизны плоско-выпуклой линзы и длину световой волны.

Теоретическое введение

Одним из ярких проявлений волновой природы света является интерференция световых волн. **Световые электромагнитные волны** – *это волны оптического диапазона, подразделяемого на инфракрасное излучение, видимое излучение* (*обычно называемое светом*) *и ультрафиолетовое излучение*. Необходимому условию интерференции света – *когерентности волн* удовлетворяют **монохроматические волны** – *это волны, неограниченные в пространстве одной определенной и строго постоянной частотой*. **Когерентностью** *называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов*. Два волновых процесса называются *некогерентными*, когда они не согласованы друг с другом.

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \text{ и } x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

где φ_1 и φ_2 фазы волн в точке наблюдения в момент времени t.

Амплитуда результирующего колебания в точке наблюдения:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение. Поэтому интенсивность результирующей волны $I \approx A^2$, или

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, а где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$.

Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности, то есть возникает *явление интерференции света*.

Под интерференцией света (или электромагнитных волн) *понимают пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или нескольких волн и состоящее в устойчивом во времени их взаимном усилении в одних точках пространства и ослаблении в других, в зависимости от соотношения между фазами этих волн*.

Интерферировать могут только те волны, которые удовлетворяют следующим условиям:

– волны должны быть синусоидальными;

– частоты колебаний волн должны быть одинаковы;

– разность фаз интерферирующих волн не зависит от времени, (когерентные волны).

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в какой-то точке пространства (точка *O* рис. 1). До места наблюдения интерференционной картины (точка *P* рис. 1), первая волна проходит путь r_1 в среде с показателем преломления n_1, а вторая – в среде с показателем преломления n_2 путь r_2. Если в точке разделения волн фаза колебаний равна ωt, то в месте наблюдения интерференционной картины первая волна возбудит колебание $A_1 \cos\omega\left(t - \frac{r_1}{\upsilon_1}\right)$, а вторая волна $-A_2 \cos\omega\left(t - \frac{r_2}{\upsilon_2}\right)$.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами, равна

$$\delta = \omega\left(\frac{r_2}{\upsilon_2} - \frac{r_1}{\upsilon_1}\right) = 2\pi\nu\left(\frac{r_2}{\upsilon_2} - \frac{r_1}{\upsilon_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{c}{\upsilon_2}r_2 - \frac{c}{\upsilon_1}r_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(n_2 r_2 - n_1 r_1\right),$$

где $\upsilon_1 = \frac{c}{n_1}$, $\upsilon_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазовая скорость первой и второй волны соответственно;

c – скорость света в вакууме, $c = 2{,}99 \cdot 10^8$ м/с;

n_1 и n_2 – абсолютные показатели преломления;

ω – циклическая частота колебаний;

λ – длина волны в вакууме.

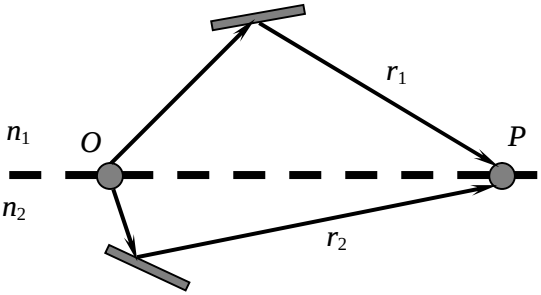


Рис. 1

Произведение геометрической длины пути световой волны r *в данной среде на абсолютный показатель преломления* n *этой среды называется* **оптической длиной пути**, то есть

$$L = nr\,.$$

Разность оптических длин путей, проходимых волнами, называется **оптической разницей хода**, то есть

$$\Delta = L_2 - L_1.$$

Тогда $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\left(L_2 - L_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta$.

В точках пространства, в которых наблюдаются интерференционные максимумы, разность фаз двух когерентных волн равна

$$\delta = \pm 2\pi m \text{, где } m = 0, 1, 2, 3, \ldots$$

В этом случае оптическая разность хода равна целому числу длин волн, и колебания, возбуждаемые обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе, то есть образуются максимумы интенсивности результирующей волны:

$$\Delta = \pm m\lambda . \qquad (3.1.1)$$

Формула (3.1.1) является **условием интерференционных максимумов для оптической разности хода двух волн**.

Если в точках пространства, в которых наблюдаются интерференционные минимумы, разность фаз двух когерентных волн равна

$$\delta = (2m+1)\pi \text{, где } m = 0, 1, 2, 3, \ldots,$$

то оптическая разность хода будет равна нечетному числу половины длин волн и колебания будут происходить в противофазе, то есть образуются минимумы интенсивности результирующей волны:

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}. \qquad (3.1.2)$$

Формула (3.1.2) является **условием интерференционных минимумов для оптической разности хода двух волн**.

Рассчитаем интерференционную картину от двух когерентных источников. Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными источниками света (рис. 2). Интерференция наблюдается в произвольной точке экрана, который расположен параллельно обеим щелям и находится на расстоянии L от них, при чем $L >> d$. Интенсивность в любой точке экрана, лежащей на расстоянии y от начала отсчета определяется оптической разностью хода:

$$\Delta = L_2 - L_1 = nr_2 - nr_1 = n(r_2 - r_1) .$$

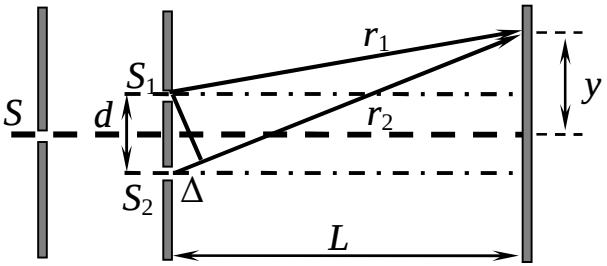


Рис. 2

С учетом, что для воздуха (вакуума) $n = 1$, оптическая разность хода двух световых волн будет равна

$$\Delta = r_2 - r_1 .$$

Из рис. 2 геометрические длины путей r_1 первой и r_2 второй световых волн соответственно равны:

$$r_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2} \right)^2 \text{ и } r_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2} \right)^2 .$$

Вычитая из первого уравнения второе ($r_2^2 - r_1^2 = 2yd$), получим

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{2yd}{r_2 + r_1} .$$

Так как $L >> d$, можно считать, что $r_1 + r_2 \approx 2L$. Следовательно, оптическая разность хода равна $\Delta = \frac{yd}{L}$.

Подставив условие максимума и минимума интерференции (3.1.1 и 3.1.2), определим координаты максимумов и минимумов интенсивности:

$$y_{\max} = \pm \frac{mL}{d} \lambda , \quad y_{\min} = \pm (2m+1) \frac{L}{d} \frac{\lambda}{2} . \qquad (3.1.3)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) называется **шириной интерференционной полосы**. Из формул (3.1.3) для координат максимумов и минимумов видно, что расстояние между интерференционными полосами и ширина интерференционной полосы имеют одинаковое значение:

$$\Delta y = \frac{L}{d}\lambda .$$

Это расстояние не зависит то порядка интерференции (величина m) и является постоянным для L, d и λ. Описанная картина справедлива лишь при освещении монохроматическим светом (λ = const).

Следовательно, для получения интерференционной картины необходимо выполнение двух условий:

• световые волны должны быть когерентными;

• расстояние от источников волн до места наблюдения интерференционной картины должно быть во много раз больше расстояния между источниками волн.

Наиболее типичным и распространенным примером интерференции света в природе является интерференция в тонких пленках (мыльные пузыри, радужная пленка нефти на воде и т. д.).

Рассмотрим прозрачную тонкую пленку с показателем преломления n, толщиной d на которую под углом α падает плоская монохроматическая волна (рис. 3). На поверхности пленки луч частично отразится от верхней поверхности пленки и частично преломится. Преломленный луч, дойдя до нижней поверхности пленки, частично преломится и частично отразится и пойдет к верхней поверхности пленки. Здесь он опять частично отразится (далее этот ход луча не рассматривается) и частично преломится, выходя из пленки под углом α. Вышедшие лучи когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если поставить собирающую линзу, то лучи соберутся в одной точке P экрана.

Оптическая разность хода, которая возникает между двумя интерферирующими лучами от AO до точки P равна

$$\Delta = n\left(OC + CB\right) - \left(AB \pm \frac{\lambda}{2} \right),$$

где n – показатель преломления пленки;

λ – длина волны падающего света;

величина $\lambda/2$ обусловлена потерей полуволны при отражении света от оптически более плотной среды.

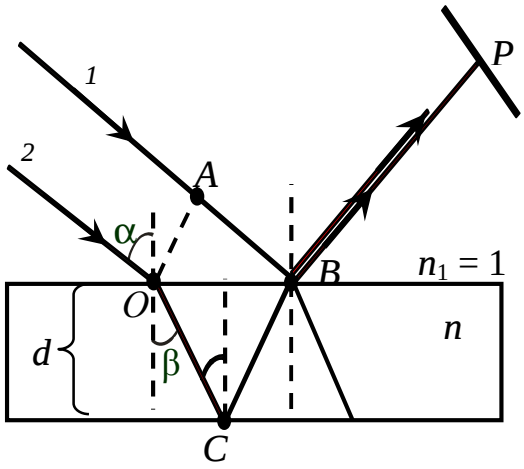


Рис. 3

Из рис. 3: $OC = CB = \dfrac{d}{\cos\beta}$; $AB = OB\sin\alpha = 2d \cdot \mathrm{tg}\beta\sin\alpha$. Учитывая закон преломления света $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \dfrac{n_2}{n_1} = n$ (α – угол падения световых лучей; β – угол преломления световых лучей) и потери полуволны, для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2},$$

где d – толщина пластинки.

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона** (рис. 4, *а*).

Интерференционные полосы, наблюдаемые при освещении тонких оптически прозрачных слоев (пленок) переменной толщины пучком параллельных лучей, и обрисовывающие линии равной оптической толщины, называются **полосами равной толщины** (рис. 4, *б*).

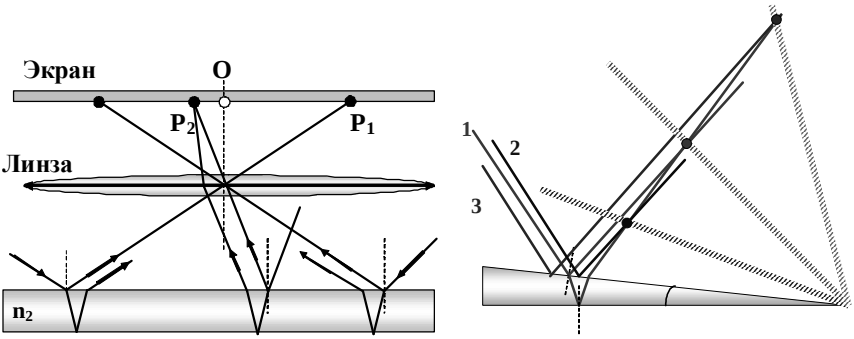


Рис. 4. Образование интерференционных полос:
а – равного наклона; *б* – равной толщины

Один из первых экспериментов по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и лежащей на этой пластине плоско-выпуклой линзой большого радиуса кривизны. Интерференционная картина имела вид концентрических колец, получивших название *кольца Ньютона*. Диаметры колец зависят от длины волны применяемого света.

Рассмотрим, как возникает интерференционная картина в случае колец Ньютона. Пусть на линзу нормально к поверхности падает пучок монохроматических световых волн. Роль тонкой пленки, на которой происходит интерференция, играет воздушный зазор между линзой и пластинкой. На рис. 5 показан ход лучей, дающих интерференционную картину в отраженном свете (при нормальном падении лучей на линзу). В этом случае интерферируют лучи, отраженные от верхней (луч 1) и нижней (луч 2) поверхностей воздушного клина.

На левой части рис. 5 лучи *1* и *2* для наглядности изображены условно, отклонение от оси падающего пучка увеличено. При большом радиусе кривизны *R* линзы направление распространения лучей

незначительно отклоняется от направления падающего луча, а точка их встречи стремится к точке *A* (правая часть рис. 5). Направления отраженных лучей будут почти совпадать. Совпадение будет тем лучше, чем больше радиус линзы *R*. Если радиус линзы велик, можно считать, что $AB \approx BC$.

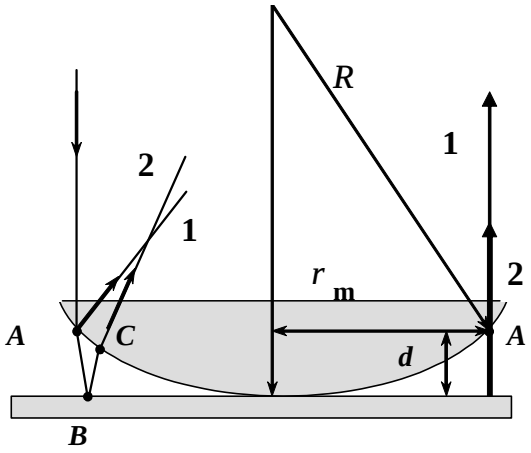


Рис. 5

Рассмотрим условия образования интерференционных максимумов и минимумов в отраженном свете для случая, когда линза помещена в воздухе (в воздухе $n = 1$). С учетом того, что радиус линзы достаточно велик и при отражении луча от оптически более плотной среды (отражение луча 2 в точке *B* от стеклянной пластинки) происходит изменение фазы отраженного луча на π (потеря $\frac{\lambda}{2}$ в оптической длине пути луча), оптическая разность хода между лучами *1* и *2* будет равна:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}.$$

Очевидно, что в данной системе геометрическое место точек, для которых оптическая разность хода неизменна, представляет собой окружности с центром в точке касания линзы и пластины (толщина

зазора d неизменна по окружностям). Поэтому интерференционная картина имеет форму концентрических темных и светлых колец (полосы равной толщины).

Из рис. 5 получим

$$R^2 = \left(R - d\right)^2 + r_m^2 \approx R^2 - 2Rd + r_m^2,$$

где можно пренебречь малой величиной второго порядка d^2.

Из этого выражения получаем толщину воздушного зазора:

$$d \approx \frac{r_m^2}{2R}.$$

Тогда разность хода равна $\Delta = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$.

Используя условие (3.1.1) интерференционного максимума $\Delta = m\lambda$, получим радиусы светлых колец Ньютона в отраженном свете:

$$r_m = \sqrt{\frac{2m-1}{2}\lambda R}, \qquad (3.1.4)$$

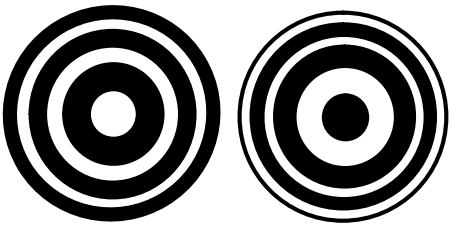
где m = 1, 2, 3, …

Аналогично, используя условие (3.1.2) интерференционного минимума $\Delta = \left(2m+1\right)\frac{\lambda}{2}$, получаем радиусы темных колец Ньютона в отраженном свете:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \qquad (3.1.5)$$

Если рассматривать интерференционную картину в проходящем свете, то в области пространства, где наблюдали светлые полосы

при отражении, будут наблюдаться темные полосы в проходящем свете (рис. 6). Темное центральное пятно будет светлым.



проходящий свет отраженный свет

Рис. 6

Описание лабораторной установки и метода измерений

Лабораторная установка (рис. 7) состоит из следующих основных частей: барабана осветителя *8* со сменными источниками света, линзы-коллиматора *9* и микроскопа, состоящего из окуляра *1* со встроенной измерительной шкалой, тубуса *2* и объектива *3*.

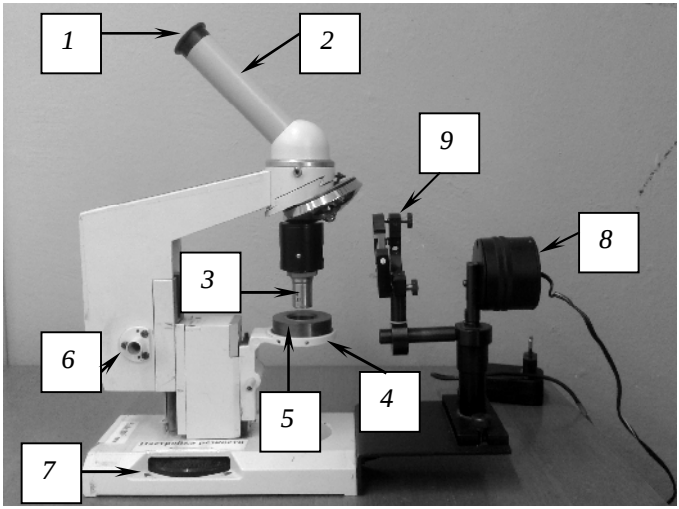


Рис. 7

На подвижном столике *4* микроскопа находится плоско-выпуклая линза с пластиной *5*, которая представляет собой оправу, в которую помещены стеклянная пластинка и соприкасающаяся с ней линза. Для вертикального перемещения объектива с целью фокусировки изображения объекта служит винт грубой наводки *6*, а для незначительного перемещения объектива на расстояния, измеряемые микрометрами служит микрометренный винт *7*.

На рис. 8 представлена оптическая схема установки, которая представляет собой микроскоп, на предметном столике которого крепится оптическая система, состоящая из стеклянной плоскопараллельной пластинки *4* и прижатой к ней плоско-выпуклой линзы *5*, радиус кривизны которой определяется в работе. Источником света служат светодиоды, дающие квазимонохроматическое излучение четырех цветов (красный, желтый, синий, зеленый).

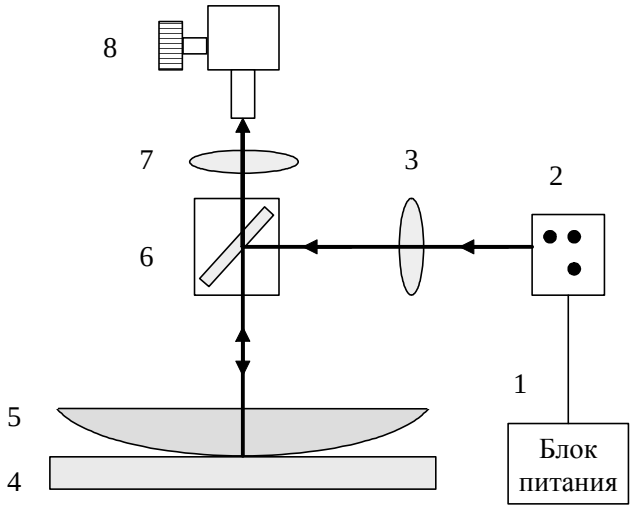


Рис. 8

Свет от источника *2* с помощью линзы-коллиматора *3* параллельным пучком направляется на светоделительное устройство *6* – полупрозрачное плоское зеркало, установленное между линзой *3* и собирающей линзой *7* под углом 45° к оси микроскопа. Частично

отражаясь от светоделительного устройства *6*, свет падает нормально на плоскую поверхность линзы *5*.

При отражении от верхней и нижней границ тонкой воздушной клиновидной прослойки между линзой *5* и стеклянной плоскопараллельной пластинкой *4*, свет делится на два когерентных пучка света, наложение которых приводит к образованию устойчивой интерференционной картины вблизи воздушной прослойки. Полученная интерференционная картина наблюдается в отраженных лучах в поле зрения объектив-микрометра *8*, при помощи которого измеряются диаметры интерференционных колец.

В настоящей работе для расчета радиуса кривизны используемой линзы и определения длины волны падающего излучения воспользуемся формулой для радиусов темных колец Ньютона в отраженном свете (3.1.5), когда между линзой и пластиной воздушный зазор (для воздуха $n = 1$).

Из формулы (3.1.5) выразим радиус кривизны линзы:

$$R = \frac{r_m^2}{m\lambda}.$$

С целью уменьшения погрешности измерений радиус кривизны линзы вычисляется по разности квадратов радиусов двух темных колец r_m и r_k, причем берутся кольца, не расположенные рядом, то есть $k - m > 2$. Используя формулу (3.1.5) запишем

$$r_m^2 = mR\lambda \text{ и } r_k^2 = kR\lambda.$$

Вычтем из второго уравнения первое:

$$r_k^2 - r_m^2 = (k - m)R\lambda,$$

тогда расчетная формула для радиуса кривизны линзы будет иметь следующий вид:

$$R = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)\lambda}. \qquad (3.1.6)$$

Поскольку относительная погрешность измерения диаметров колец D меньше погрешности измерения их радиусов, расчетную формулу (3.1.6) перепишем с учетом, что $r = \frac{D}{2}$:

$$R = \frac{\left(\frac{D_k}{2}\right)^2 - \left(\frac{D_m}{2}\right)^2}{(k-m)\lambda} = \frac{D_k^2 - D_m^2}{4(k-m)\lambda}.$$

Окончательная расчетная формула для определения радиуса кривизны линзы будет иметь вид

$$R = \frac{(D_k - D_m)(D_k + D_m)}{4(k-m)\lambda}, \qquad (3.1.7)$$

где D_k и D_m – диаметры этих колец;

k и m – номера темных колец, которые не расположены рядом $(k - m \geq 2)$;

λ – длина световой волны, которой освещается пластинка с линзой.

Если радиус кривизны линзы известен, можно определить длину волны падающего излучения по формуле

$$\lambda = \frac{(D_k - D_m)(D_k + D_m)}{4(k-m)R}. \qquad (3.1.8)$$

Порядок выполнения работы

1. Установите барабаном осветителя *8* заданный преподавателем светодиод, испускающий свет заданного цвета, и включите осветитель в сеть (см. рис. 7).

2. Глядя в окуляр *1* 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 4.

3. 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 *4* микроскопа в горизонтальной плоскости (ручка *6*), картину колец расположить так, чтобы центр колец приходился на середину шкалы, помещенной в окуляре (см. рис. 7);

б) сфокусировать микроскоп на наибольшую резкость картины колец, перемещая столик в вертикальном направлении (ручка *7*).

4. Измерьте диаметры d в малых делениях шкалы шести темных колец. Для этого определите для данного темного кольца положение слева и положение справа от центра интерференционной картины в малых делениях шкалы объектив-микрометр (рис. *9*).

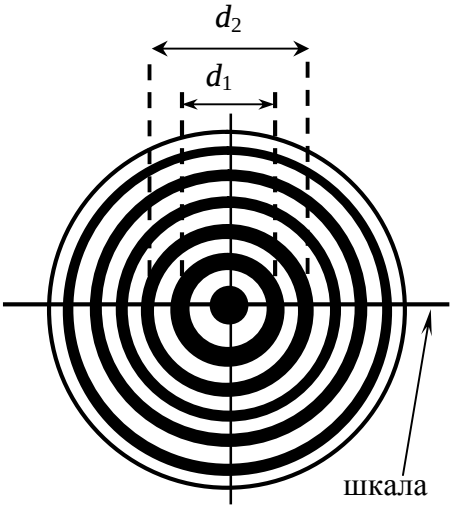


Рис. 9

5. Диаметр кольца d в малых делениях шкалы определите, как разность отсчетов слева и справа. Каждое кольцо измерить не менее 3 раз. В табл. 1 занести среднее арифметическое значение трех измерений d.

6. Рассчитайте диаметры колец (D) в миллиметрах по формуле $D = dK$, где K – цена деления шкалы указана на установке. Полученные значения занесите в табл. 1.

Таблица 1

<table>
<tr><td rowspan="2">Длина волны излучения осветителя λ, м</td><td rowspan="2">Цена деления шкалы K, мм/дел</td><td colspan="6">Средние диаметры колец, в делениях шкалы</td></tr>
<tr><td>d_1</td><td>d_2</td><td>d_3</td><td>d_4</td><td>d_5</td><td>d_6</td></tr>
<tr><td rowspan="4">Задается преподавателем</td><td rowspan="4"></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="6">Средние диаметры колец, мм</td></tr>
<tr><td>D_1</td><td>D_2</td><td>D_3</td><td>D_4</td><td>D_5</td><td>D_6</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="2">Радиус кривизны линзы, м</td><td colspan="2">$R_1 =$
$R_2 =$
$R_3 =$</td><td>$R_{ср} =$</td><td colspan="2">$\Delta R_1 =$
$\Delta R_2 =$
$\Delta R_3 =$</td><td>$\Delta R_{ср} =$</td></tr>
<tr><td colspan="8">Радиус кривизны линзы: $R = (R_{ср} \pm \Delta R_{ср})$ м</td></tr>
</table>

7. По формуле (3.1.7) определите радиус кривизны линзы для трех различных пар диаметров колец (например, первого и четвертого, второго и пятого, третьего и шестого).

8. Рассчитайте абсолютные погрешности вычислений в трех выполненных расчетах (ΔR_i, $i = 1, 2, 3$) и среднюю абсолютную погрешность $\Delta R_{ср}$.

9. Запишите результат в виде: $R = (R_{ср} \pm \Delta R_{ср})$ м.

10. Измените длину волны осветителя на другую (по указанию преподавателя).

11. Проведите аналогичные измерения и расчеты (пункты 5–7) для шести темных колец в малых делениях шкалы объектив-микрометр другого осветителя. Результаты измерений и расчетов занесите в табл. 2.

12. По формуле (3.1.8) определите значение длины волны излучения осветителя для трех различных пар диаметров колец (например, первого и четвертого, второго и пятого, третьего и шестого). Результаты занесите в табл. 2.

Таблица 2

<table>
<tr><td rowspan="2">Радиус кривизны линзы $R_{ср}$, м</td><td rowspan="2">Цена деления шкалы K, мм/дел.</td><td colspan="6">Средние диаметры колец, в делениях шкалы</td></tr>
<tr><td>d_1</td><td>d_2</td><td>d_3</td><td>d_4</td><td>d_5</td><td>d_6</td></tr>
<tr><td rowspan="4"></td><td rowspan="4"></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="6">Средние диаметры колец, мм</td></tr>
<tr><td>D_1</td><td>D_2</td><td>D_3</td><td>D_4</td><td>D_5</td><td>D_6</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="2">Длина волны излучения осветителя, м</td><td colspan="2">$\lambda_1 =$
$\lambda_2 =$
$\lambda_3 =$</td><td>$\lambda_{ср} =$</td><td colspan="2">$\Delta\lambda_1 =$
$\Delta\lambda_2 =$
$\Delta\lambda_3 =$</td><td>$\Delta\lambda_{ср} =$</td></tr>
<tr><td colspan="8">Длина волны излучения осветителя: $\lambda = (\lambda_{ср} \pm \Delta\lambda_{ср})$ м</td></tr>
</table>

13. Рассчитайте абсолютные погрешности вычислений в трех выполненных расчетах ($\Delta\lambda_i$, $i = 1, 2, 3$) и среднюю абсолютную погрешность $\Delta\lambda_{ср}$.

14. Запишите результат в виде: $\lambda = (\lambda_{ср} \pm \Delta\lambda_{ср})$ м.

Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление интерференции света и каковы условия ее наблюдения?
2. Какие световые волны называются когерентными? Как их можно получить?
3. Что называется оптической разностью хода световых лучей и как она определяется?
4. В чем отличие понятий геометрической и оптической разности хода лучей при интерференции?
5. Сформулируйте условие максимумов и минимумов интерференции.

6. При каких условиях наблюдаются кольца Ньютона (схема эксперимента)? Чем объясняется возникновение колец Ньютона?

7. Что такое полосы равной толщины и каковы условия их наблюдения?

8. Что такое полосы равного наклона и каковы условия их наблюдения?

9. Как определяются радиусы темных и светлых колец Ньютона в отраженном свете?

10. Как изменится вид интерференционной картины, если наблюдение вести не в отраженном, а в проходящем свете?

11. Как изменится интерференционная картина колец, если вместо монохроматического света осветить установку белым светом?

Лабораторная работа 3.2

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЗКОЙ ЩЕЛИ И ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

Цель работы: определить длины волн спектральных линий по дифракционной картине от дифракционной решетки и длину волны излучения используемого полупроводникового лазера.

Теоретическое введение

В однородной изотропной среде свет распространяется прямолинейно. Однако если свет встречает на своем пути непрозрачную преграду небольшого размера (рис. 10, *а*) или непрозрачный экран с малым отверстием (рис. 10, *б*), то наблюдается проникновение света в область геометрической тени.

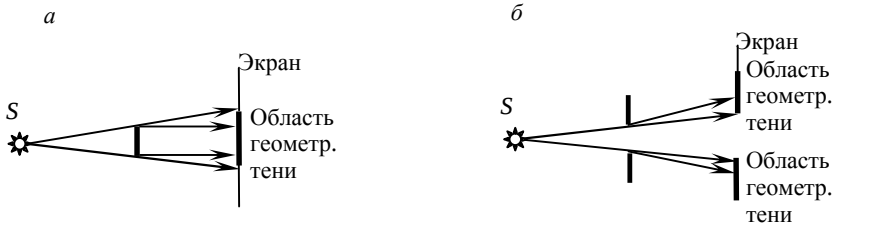


Рис. 10

Дифракцией *называется совокупность явлений, связанных с отклонениями от закона прямолинейного распространения света при распространении света в среде с резкими неоднородностями* (прохождение света через малые отверстия, вблизи границ непрозрачных тел и т. д.), *когда размеры этих неоднородностей соизмеримы с длиной волны света*.

Явление дифракции так же, как и явление интерференции, объясняется волновой природой света. Физического различия между интерференцией и дифракцией нет. Оба явления представляют

собой перераспределение в пространстве светового потока в результате суперпозиции (наложения) волн.

Дифракция свойственна всем волновым процессам. Легко наблюдать дифракцию звуковых волн: звук достаточно хорошо слышен за углом дома, в лесу голоса перекликающихся людей слышны за деревьями и т. д.

Объяснение явления дифракции на основе волновых представлений было дано Френелем (1818 г.), который в основу своей теории положил принцип Гюйгенса. Принцип Гюйгенса позволял находить только положение волновых фронтов в последующие моменты времени, то есть направление распространения волны. Гипотезу Гюйгенса об огибающей вторичных волн Френель заменил положением, согласно которому вторичные волны, приходя в точку наблюдения, интерферируют друг с другом. Дополненный принцип Гюйгенса в волновой оптике получил название **принципа Гюйгенса–Френеля**: *любой участок волнового фронта является источником вторичных электромагнитных волн, имеющих ту же частоту и распространяющихся во все стороны с такой же фазовой скоростью*.

Вторичные электромагнитные волны, являясь когерентными, могут интерферировать в любой точке пространства, в результате чего элементарные волны могут гасить или усиливать друг друга.

Таким образом, дифракцию можно рассматривать как интерференцию бесконечного числа вторичных волн, испущенных каждой точкой волнового фронта. При этом наблюдается отклонение от законов геометрической оптики.

Френель предложил простой и наглядный метод определения амплитуды результирующей волны, позволяющий избежать довольно громоздкого интегрирования. *Метод, связанный с разбиением волновой поверхности на зоны, называется* **методом зон Френеля**.

Рассмотрим прохождение плоской монохроматической волны от удаленного источника через небольшое круглое отверстие в непрозрачном экране. Точка наблюдения P находится на оси симметрии на расстоянии b от экрана (рис. 11). В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля следует мысленно заселить волновую поверхность, совпадающую с плоскостью отверстия, вторичными источниками, волны от которых достигают точки P.

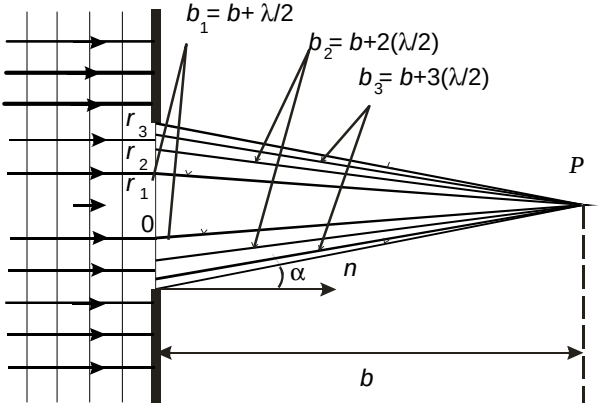


Рис. 11

Для облегчения расчета, Френель разбил волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны (зоны Френеля) по следующему правилу: расстояние от границ соседних зон до точки *P* должны отличаться на половину длины волны, то есть $b_1 = b + \frac{\lambda}{2}$, $b_2 = b + \frac{2\lambda}{2}$, $b_3 = b + \frac{3\lambda}{2}$ и т. д.

Зоны Френеля – *это участки волнового фронта, выбранные таким образом, чтобы расстояния от границ двух соседних участков до точки наблюдения P отличались ровно на* λ/2.

Если смотреть на волновую поверхность из точки *P*, то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности (рис. 12).

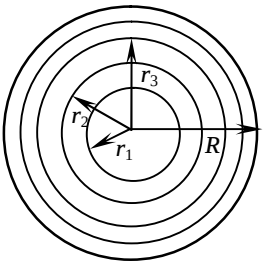


Рис. 12

Из рис. 13 можно найти радиусы зон Френеля:

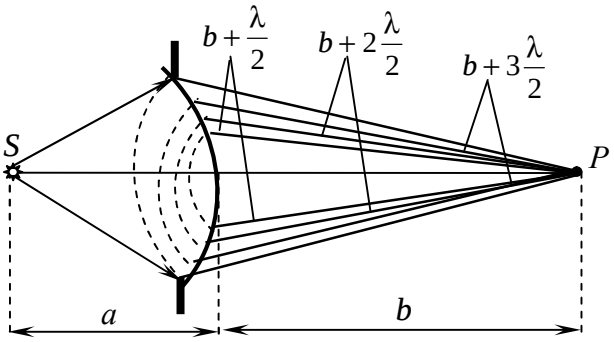


Рис. 13

$$r_m = \sqrt{r_m^2 - b^2} = \sqrt{m\lambda b + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda b}\ ,$$

где слагаемым $\frac{m^2\lambda^2}{4}$ можно пренебречь, так как $\lambda << L$. Количество зон Френеля, укладывающихся на отверстии, определяется его радиусом, то есть $m = \frac{R^2}{\lambda b}$.

Если точечный источник света находится на конечном расстоянии, то на препятствие падает сферически расходящаяся волна. Поэтому зоны Френеля нужно строить не на плоской, а на сферической поверхности (рис. 13). Расчеты радиусов зон Френеля на сферическом фронте волны приводят к следующему выражению:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}\ ,$$

где a – расстояние от источника света до препятствия;

b – расстояние от препятствия до точки наблюдения P;

m – номер зоны Френеля.

Можно показать, что все зоны имеют приблизительно одинаковую площадь при не слишком больших значениях m, которая определяется по формуле

$$\Delta S_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

Одинаковые по площади зоны должны были бы возбуждать в точке наблюдения колебания с одинаковой частотой. Однако у каждой последующей зоны угол α между лучом, проведенным в точку наблюдения, и нормалью к волновой поверхности возрастает (рис. 13). Поэтому амплитуды колебаний, создаваемые в точке P от отдельных зон, должны монотонно убывать с увеличением номера зоны m:

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \ldots > A_m > A_{m+1} > \ldots .$$

Следовательно, можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому из амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\frac{\lambda}{2}$, то возбуждаемые этими зонами колебания находятся в противофазе. Поэтому колебания от двух соседних зон ослабляют друг друга, а суммарная амплитуда в точке наблюдения равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \ldots . < A_1 .$$

Таким образом, суммарная амплитуда колебаний в точке P всегда меньше амплитуды колебаний, которые вызывала бы одна первая зона Френеля. В частности, если бы были открыты все зоны Френеля, то до точки наблюдения дошла бы невозмущенная препятствием волна с амплитудой A_0. В этом случае суммарная амплитуда в точке наблюдения равна

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + ... = \frac{A_1}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, стремятся к нулю. Следовательно, *амплитуда колебаний, создаваемая всем волновым фронтом, равна половине амплитуды первой зоны*.

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза (а интенсивность в 4 раза, так как $I \sim A^2$) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны Френеля, то амплитуда обращается в нуль. Если изготовить непрозрачный экран, который оставлял бы открытыми только несколько нечетных (или только четных зон) то амплитуда колебаний резко возрастет. Например, если открыты зоны 1, 3 и 5, то $A = 6A_0$, а $I = 36I_0$.

Пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются *зонными пластинками*.

Оценим размеры зон Френеля. Пусть дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном на расстоянии 1 м от препятствия. Длина волны красного света 600 нм. Тогда радиус первой зоны Френеля есть

$$r_1 = \sqrt{m\lambda b} = \sqrt{1 \cdot 600 \cdot 10^{-9} \cdot 1} \approx 0,78 \text{ мм}.$$

В оптическом диапазоне вследствие малости длины волны размер зон Френеля оказывается достаточно малым. Следовательно, дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда на препятствии укладывается лишь небольшое число зон:

$$m = \frac{R^2}{\lambda b} \geq 1 \text{ или } R^2 \geq \lambda b.$$

Это соотношение можно рассматривать как критерий наблюдения дифракции. Если же число зон Френеля, укладывающихся на препятствии, становится очень большим ($m = \frac{R^2}{\lambda b} >> 1$ или $R^2 >> \lambda b$), то дифракционные явления практически незаметны.

Явление дифракции принято классифицировать в зависимости от расстояний до источника света и плоскости наблюдения от препятствия, находящегося на пути распространения светового пучка. Различают 2 случая:

1. **Дифракция Френеля или дифракция в сходящихся лучах** – *это дифракция, осуществляемая в случае, когда на препятствие падает сферическая волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию, и представляет собой дифракционное изображение препятствия*.

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S встречает на своем пути препятствие с круглым отверстием (рис. 14). На экране, параллельном плоскости отверстия и находящемся на расстоянии b от отверстия, наблюдается дифракционная картина, имеющая вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке P.

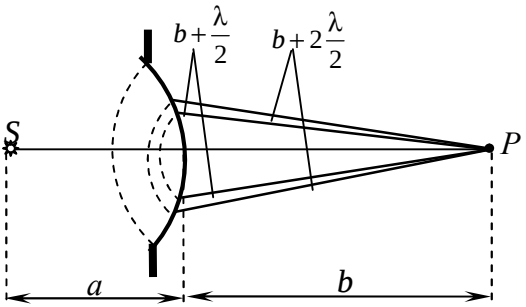


Рис. 14

Амплитуда света в точке P экрана будет равна

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2},$$

где знак «плюс» берется для случая, когда отверстие открывает нечетное число m зон Френеля, а знак «минус» – для четного m. Если m нечетное, то центральное кольцо будет светлым, если m четное – темным.

Рассмотрим сферическую волну, распространяющуюся из точечного источника S и встречающую на своем пути диск радиусом r_0 (рис. 15). Диск перекрывает m первых зон Френеля. Открытые зоны Френеля создадут на экране дифракционную картину в виде колец. В центре дифракционной картины (в точке P) амплитуда световых колебаний будет равна:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - ..... = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} - \frac{A_{m+3}}{2} \right) + ...,$$

или

$$A = \frac{A_{m+1}}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, стремятся к нулю. Если диск закрывает зоны малых номеров, то $A_{m+1} \approx 2A_0$ и $A \approx A_0$, то есть в центре картины при дифракции света на диске наблюдается интерференционный максимум, называемый пятном Пуассона, соответствующий половине действия только первой (m+1) открытой зоны Френеля, и окруженной концентрическими с ним светлыми и темными дифракционными кольцами. По мере увеличения диаметра диска к расстоянию b яркость пятна Пуассона постепенно уменьшается, а следующее за ним темное кольцо расширяется, образуя область тени за диском.

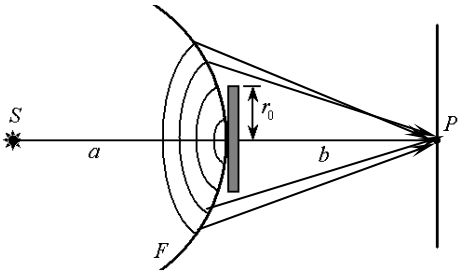


Рис. 15

2. Иной способ наблюдения дифракционных явлений предложил немецкий физик Фраунгофер.

Дифракцию в параллельных лучах, или дифракцию Фраунгофера, *можно наблюдать, если источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию*. Практически это осуществляется с помощью схемы, показанной на рис. 16. Точечный источник S помещают в фокус линзы L' (коллиматора). Выходящий из нее параллельный пучок света падает на непрозрачную преграду с отверстием. Дифракционную картину наблюдают в точке P на экране, расположенном в фокальной плоскости объектива L (собирающей линзы) и установленном на пути прошедшего через препятствие света.

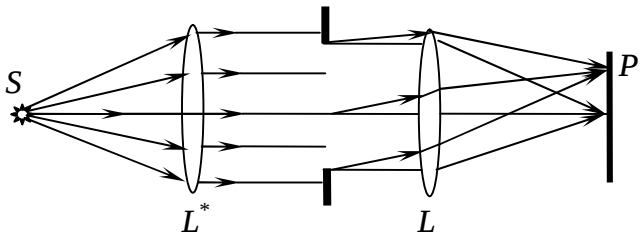


Рис. 16

Рассмотрим два частных случая дифракции Фраунгофера.

Дифракция от одной щели

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая щель BC, которая имеет постоянную ширину $b = BC$ (рис. 17). В соответствие с принципом Гюйгенса–Френеля точки волнового фронта являются вторичными источниками волн, которые колеблются в одной фазе. Если бы при прохождении света через щель соблюдался закон прямолинейного распространения света, то на экране, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы, получилось бы изображение источника света. Но на экране, вследствие дифракции на узкой щели, наблюдается система интерференционных максимумов – размытых изображений источника света, разделенных темными промежутками интерференционных минимумов.

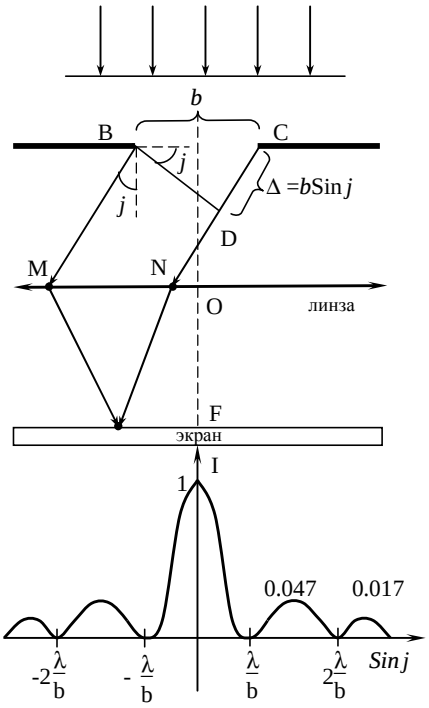


Рис. 17

В побочном фокусе линзы собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ к ее оптической оси *OF*, перпендикулярной к фронту падающей волны. Оптическая разность хода между крайними лучами *BM* и *CN*, идущими от щели в одном направлении, равна $\Delta = CD = b\sin\varphi$, где *D* – основание перпендикуляра, опущенного из точки *B* на луч *CN*.

Щель *BC* можно разбить на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру *B* щели. Ширина каждой зоны равна $\frac{\lambda}{2}\sin\varphi$. Тогда оптическая разность хода лучей, проведенных из краев зоны параллельно *BM*, равна $\frac{\lambda}{2}$. Все зоны в заданном направлении излучают свет совершенно одинаково. При интерференции света

от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Таким образом, результат интерференции света в точке на экране определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Число зон можно определить как

$$N = \frac{2\Delta}{\lambda} = \frac{2b\sin\varphi}{\lambda}.$$

Если число зон Френеля четное $N = \pm 2m$, то

$$b\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \mathbf{K}) \tag{3.2.1}$$

и наблюдается **дифракционный минимум** (темная полоса).

Если же число зон Френеля нечетное, то

$$b\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \mathbf{K}) \tag{3.2.2}$$

и наблюдается **дифракционный максимум** (светлая полоса), соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

Соотношения (3.2.1) и (3.2.2) называются соответственно **условиями минимума и максимума дифракции на одной щели**. Знаки ± соответствуют положительным (отсчитанным от оси *OF* по ходу часовой стрелки) и отрицательным (отсчитанным от оси *OF* против хода часовой стрелки) углам дифракции φ. Величина m называется *порядком дифракционного минимума или максимума*.

Отметим, что в направлении φ = 0 щель действует как одна зона Френеля и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, то есть в точке *F* наблюдается центральный дифракционный максимум: колебания, вызываемые всеми участками щели в точке *F*, совершаются в одной фазе. Направления, в которых амплитуда максимальна или равна нулю, соответственно равны

$$\sin\varphi_{max} = \pm\frac{(2m+1)\lambda}{2b}, \quad \sin\varphi_{min} = \pm\frac{m\lambda}{b}.$$

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, показывает, что интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как 1:0,047:0,017:0,0083: …, то есть основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Дифракция на дифракционной решетке

Дифракционная решетка – *это оптический прибор, представляющий собой совокупность большого числа параллельных очень узких щелей равной ширины и равноотстоящих друг от друга, нанесенных на какую-либо поверхность* (рис. 18).

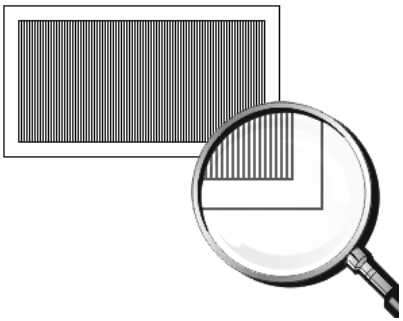


Рис. 18

Решетки представляют собой периодические структуры, выгравированные специальной делительной машиной на поверхности стеклянной или металлической пластинки. У хороших решеток параллельные друг другу штрихи имеют длину порядка 10 см, а на каждый миллиметр приходится до 2000 штрихов. При этом общая длина таких решеток достигает 10 – 15 см.

Простейшая *одномерная дифракционная решетка* представляет собой систему из большого числа одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками, равными по ширине.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, то есть

в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифракционных пучков света, идущих от всех щелей.

Если b – ширина каждой щели, a – ширина непрозрачных участков между щелями, то величина $d = a + b$ называется *периодом (постоянной) дифракционной решетки*:

$$d = \frac{1}{N},$$

где N – число щелей, приходящееся на единицу длины.

Рассмотрим действие одномерной прозрачной дифракционной решетки при нормальном падении на нее параллельного пучка монохроматического света (рис. 19). Параллельно решетке ставится собирающая линза, которая дает изображение прошедшего света на экране, распложенного в фокальной плоскости линзы.

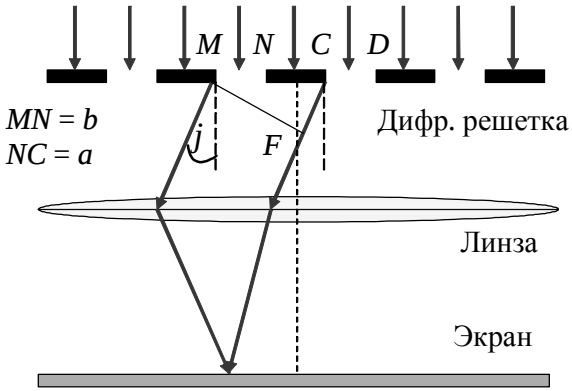


Рис. 19

Разность хода Δ лучей, идущих от двух соседних щелей, будет для данного направления φ одинакова в пределах всей дифракционной решетки:

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

Прежние (*главные*) *минимумы* интенсивности, определяемые по формуле (3.2.1) будут наблюдаться в направлениях

$$b\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}.$$

Кроме того, световые лучи, посылаемые двумя щелями, вследствие взаимной интерференции могут гасить друг друга в направлениях, определяемых как

$$d\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \cdots,$$

в результате чего возникают *дополнительные минимумы*.

В тоже время в направлениях, для которых действие одной щели будет усиливать действие другой, наблюдаются узкие *главные максимумы* в направлениях, определяемых как

$$d\sin\varphi = \pm m\lambda, \qquad (3.2.3)$$

где m – порядок главного максимума.

Уравнение (3.2.3) называется **уравнением главных максимумов дифракционной решетки**.

Максимум нулевого порядка один. Максимумов первого, второго и т. д. порядков по два.

Между двумя соседними главными максимумами располагаются $N-1$ дополнительных минимумов, разделенных $N-2$ вторичными слабыми максимумами (рис. 20).

С увеличением числа щелей растет интенсивность главных максимумов, так как возрастает количество пропускаемого решеткой света. Однако самое существенное изменение дифракционной картины, вносимое большим числом щелей, состоит в превращении расплывчатых максимумов в случае одной щели в резкие узкие максимумы, разделенные практически темными промежутками, так как вторичные максимумы очень слабы.

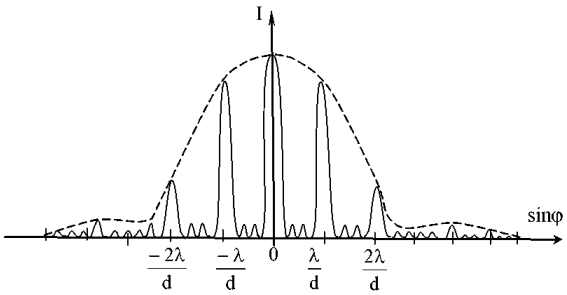


Рис. 20

Поскольку $|\sin\varphi| \le 1$, то количество наблюдаемых главных максимумов из уравнения дифракционной решетки (3.2.3) определяется как

$$m_{\max} \le \frac{d}{\lambda}.$$

При освещении дифракционной решетки белым светом происходит его разложение в спектр по длинам волн. Чем больше длина волны λ, тем больше угол дифракции φ, поэтому фиолетовый цвет с наименьшей длиной волны будет в спектре первым. Только центральные полосы, или нулевые максимумы ($m = 0$), остаются белыми, остальные максимумы имеют радужную окраску и располагаются симметрично относительно центрального.

На рис. 21 схематически изображено положение центральной светлой полосы и видимых спектров различных порядков, отмеченных римскими цифрами I, II, III. Видимые спектры второго и третьего порядков частично перекрывают друг друга (на рис. 21 спектры второго и третьего порядков смещены по вертикали).

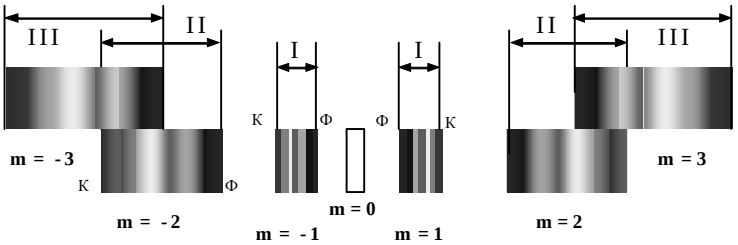


Рис. 21

Таким образом, дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор для определения длин волн.

Описание установки и метода измерений

Для изучения дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке используется гониометр Федорова (рис. 22), позволяющий определять углы дифракции. Он состоит из штатива, зрительной трубы *1*, коллиматора *2* со щелью, столика *4*, на котором устанавливается дифракционная решетка *3*, и лимба *5* с нониусом (рис. 23).

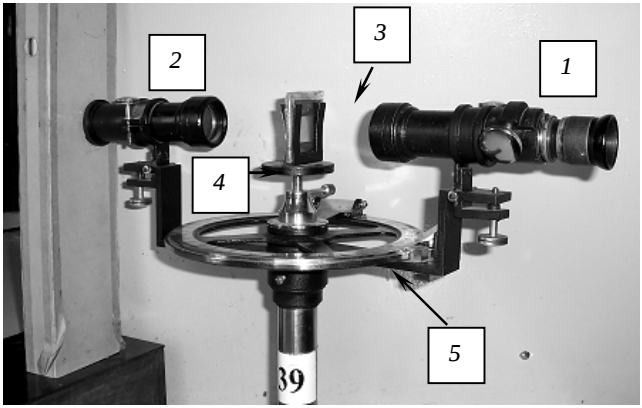


Рис. 22

Лимб разделен на 360^{o} и имеет большие и малые деления. Большие нанесены через 1^{o}, малые – через $0{,}5^{o}$. Цена деления лимба (основной шкалы) составляет $0{,}5^{o}$. Следовательно, с помощью лимба можно измерить угол с точностью до $0{,}5^{o}$ (30′).

Кроме лимба имеется дополнительная шкала, которая называется нониусом (рис. 23). На нониусе имеется тридцать делений. Цена деления нониуса – одна минута (1′). При определении угла дифракции отсчет необходимо проводить по лимбу с точностью до одной минуты.

Зрительная труба, коллиматор и столик могут вращаться вокруг вертикальной оси прибора относительно лимба. В качестве источника

света в установке используется лампа дневного света, которая освещает щель коллиматора. Щель коллиматора находится в главном фокусе линзы, поэтому выходящие из коллиматора лучи идут параллельным пучком и падают нормально на дифракционную решетку. Ширина щели регулируется с помощью винта, расположенного с тыльной стороны коллиматора. Дифрагирующие от решетки лучи наблюдаются с помощью отсчетно-оптической (зрительной) трубы. При повороте трубы нониус указателя поворота перемещается по градусной шкале лимба.

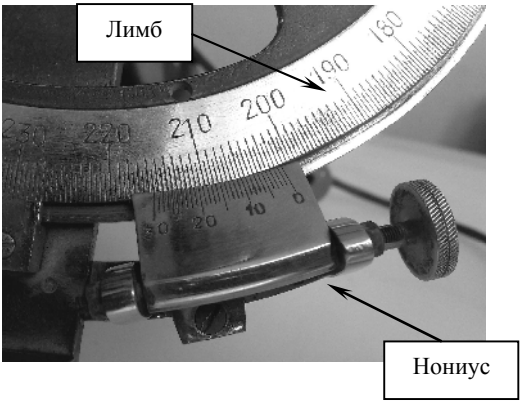


Рис. 23

В дифракционных спектрах положение линий, соответствующих определенным длинам волн, не зависит от материала решетки и определяется длиной волны и периодом решетки. Благодаря этому дифракционные решетки наиболее удобны для измерения длин волн.

Расчетная формула для длины волны получается из уравнения главных максимумов дифракционной решетки (3.2.3), и имеет вид

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}, \qquad (3.2.4)$$

где d – период решетки;

φ – угол дифракции;

m – порядок спектра.

Поскольку период d указывается в паспорте решетки, то задача определения длины волны λ сводится к измерению угла дифракции φ в спектре выбранного порядка.

Основными характеристиками любого спектрального прибора являются его дисперсия и разрешающая способность.

Угловая дисперсия *определяет угловое расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу,* то есть

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \tag{3.2.5}$$

где $d\varphi$ – угловое расстояние между двумя соседними главными максимумами одного порядка для спектральных линий с длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$.

Расчетную формулу для угловой дисперсии дифракционной решетки получим, продифференцировав условие главного максимума дифракционной решетки:

$$d\cos\varphi \; d\varphi = m\, d\lambda,$$

откуда

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}. \tag{3.2.6}$$

Для небольших углов дифракции $\cos\varphi \approx 1$, поэтому можно предположить, что

$$D = \frac{m}{d}.$$

Таким образом, угловая дисперсия дифракционной решетки не зависит от числа нанесенных на нее штрихов N, а определяется периодом решетки d и порядком спектра m. Чем меньше период решетки и чем выше порядок спектра, тем больше ее угловая дисперсия.

Разрешающей способностью (или разрешающей силой) спектрального прибора *принято называть величину, характеризующую способность разделять близкие спектральные линии с длинами волн* λ_1 *и* λ_2. Различать две спектральные линии можно в том случае, если они не сливаются в один максимум, более широкий, чем ширина каждой из линий λ_1 и λ_2.

За разрешающую способность решетки принимают величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN \text{ ,}$$

где $\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которых эти линии воспринимаются раздельно;

m – порядок спектра;

N – число штрихов (щелей) решетки.

Порядок выполнения работы

1. Сориентируйте щель коллиматора *2* в вертикальное положение. С помощью винта, расположенного на коллиматоре, установите ширину щели 1–2 мм (см. рис. 22).

2. Установите гониометр таким образом, чтобы щель коллиматора *2* находилась у источника света. Зрительную (отсчетно-оптическую) трубу *1* расположите по одной прямой с коллиматором *2*.

3. Вращением окуляра добейтесь четкого изображения визирной нити.

4. Перемещая окуляр в горизонтальном направлении, получите резкое изображение щели. Щель должна быть расположена параллельно визирной нити.

5. Установите дифракционную решетку *3* на столике гониометра *4* таким образом, чтобы ее штрихи были параллельны щели коллиматора *2*, а плоскость решетки – перпендикулярна к направлению падающих на нее лучей.

6. Вращая зрительную трубу вокруг оси прибора, установите визирную нить на середине центрального максимума (белая полоса) дифракционного спектра.

7. Вращая зрительную трубу по часовой стрелке, наведите ее визирную нить на середину указанной в таблице линии спектра

первого порядка ($m = 1$), расположенной *слева* от центральной белой полосы. По лимбу и нониусу (рис. 23) с точностью до одной минуты определите угол φ', соответствующий данному положению зрительной трубы. Значение угла φ' занесите в таблицу.

8. Выполните пункт 7 для других указанных в таблице линий спектра первого порядка и полученные значения угла φ' занесите в таблицу.

9. Выполните пункты 7 – 8 для спектров 2-го порядка ($m = 2$).

10. Затем, поворачивая зрительную трубу против часовой стрелки, наведите визирную нить на середину указанной в таблице линии спектра первого порядка ($m = 1$), расположенную *справа* от центрального максимума, и снимите по лимбу и нониусу угол φ'', соответствующий данному положению зрительной трубы. Значение угла φ'' занесите в таблицу.

Таблица

m	Цвет линии	Отсчет		φ,	λ,	$\lambda_{ср}$,	Δλ,	$\Delta\lambda_{ср}$,	D
		слева, φ'	справа, φ''						
1	синяя								
2									
1	зеленая								
2									
1	желтая								
2									
1	красная								
2									

11. Выполните пункт 10 для других указанных в таблице линий спектра первого порядка и полученные значения угла φ'' занесите в таблицу.

12. Выполните пункты 10–11 для спектров 2-го порядка ($m = 2$).

13. Углы дифракции вычислите по формуле $\varphi = \frac{\varphi' - \varphi''}{2}$ для каждой пары значений φ' и φ''. Вычисленные значения углов φ запишите в таблицу.

14. Для каждой из указанных двух линий рассчитайте по формуле (3.2.4) длины волн по измеренным значениям φ для линий спектров первого и второго порядков.

15. Определите средние значения длин волн $\lambda_{ср}$, соответствующие указанным в таблице спектральным линиям. Рассчитайте абсолютные погрешности $\Delta\lambda$ и их средние значения. Результаты вычислений занесите в таблицу.

16. Используя полученные значения $\lambda_{ср}$ и φ, по формуле (3.2.5) рассчитайте угловую дисперсию для спектров первого и второго порядка. Полученные значения угловой дисперсии сравните со значениями, рассчитанными по формуле (3.2.6).

17. Запишите окончательный результат в виде $\lambda = (\lambda_{ср} \pm \Delta\lambda_{ср})$ нм.

Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление дифракции света? Когда оно проявляется заметным образом?

2. Чем дополнил принцип Гюйгенса Френель? Сформулируйте принцип Гюйгенса–Френеля.

3. Что называют дифракцией Френеля и дифракцией Фраунгофера?

4. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера?

5. Охарактеризуйте метод построения зон Френеля.

6. Что называют дифракционной решеткой? Как она устроена? Что такое период решетки?

7. Запишите формулу для определения главных максимумов, создаваемых дифракционной решеткой.

8. Запишите условия максимумов и минимумов интенсивности света при дифракции света от узкой щели.

9. Какой вид имеет дифракционная картина при дифракции монохроматического света на дифракционной решетке?

10. Почему дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр?

11. Каким способом можно определить длину световой волны с помощью дифракционной решетки?

12. Поясните сходство и различие между интерференцией и дифракцией световых волн.

Лабораторная работа 3.3

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: исследовать зависимость интенсивности плоскополяризованного света, прошедшего анализатор, от угла поворота между плоскостью поляризации падающего на анализатор света и плоскостью пропускания анализатора. Проверить закон Малюса.

Теоретическое введение

Согласно волновым представлениям о природе света, свет является поперечной электромагнитной волной. Электромагнитная волна описывается взаимно перпендикулярными векторами напряженности электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей, которые изменяются в одинаковой фазе и являются перпендикулярными к направлению Z распространения волны (вектору скорости $\vec{\upsilon}$ волны).

На рис. 24 изображено распределение напряженностей электрического и магнитного полей вдоль направления светового луча. Векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ изменяются синфазно, то есть они одновременно обращаются в ноль и одновременно достигают максимума. При этом тройка векторов $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{\upsilon}$ всегда остается правой.

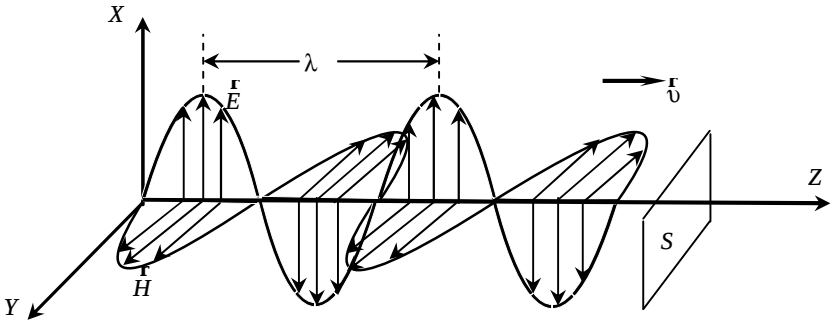


Рис. 24

Опыт показывает, что при взаимодействии света с веществом основное действие (физиологическое, фотохимическое и др.) вызывается колебаниями напряженности электрического поля (вектора $\vec{E}$). Вектор $\vec{E}$ мы и будем называть *световым* вектором.

Поляризация света – *это упорядоченность в ориентации вектора напряженности электрического поля* $\vec{E}$ *и вектора напряженности магнитного поля* $\vec{H}$ *световой волны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света*.

Для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов – светового вектора $\vec{E}$. Излучение светящегося тела слагается из волн, испускаемых его атомами. Атомы испускают цуги волн, и плоскость поляризации (плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{E}$) для каждого цуга ориентирована случайным образом. Поэтому все естественные источники света испускают неполяризованный (естественный) свет.

Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$ (*а следовательно и вектора напряженности магнитного поля* $\vec{H}$) *называется* **естественным** (рис. 25, *а*).

Если направления колебаний светового вектора $\vec{E}$ *упорядочены каким-либо образом, то такой свет называется* **поляризованным**.

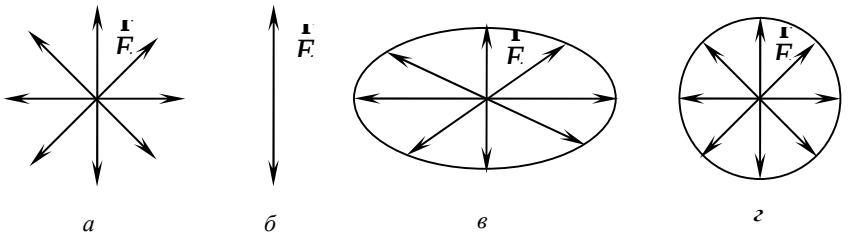


Рис. 25

Различают следующие виды поляризации:

1. **Плоскополяризованный свет (**рис. 25, *б*) **–** *свет, в котором световой вектор* $\vec{E}$ *колеблется только в одной проходящей через луч плоскости*. Его также называют **линейно-поляризованным**,

так как если смотреть вдоль луча, будет казаться, что вектор $\vec{E}$ все время лежит на одной прямой.

2. **Эллиптически поляризованный свет** (рис. 25, *в*) – *свет, в котором световой вектор* $\vec{E}$ *изменяется со временем таким образом, что его конец описывает эллипс*.

3. **Циркулярно поляризованный свет** (**свет круговой поляризации**), (рис. 25, *г*) – *свет, в котором световой вектор* $\vec{E}$ *вращается так, что его конец описывает окружность*.

В зависимости от направления вращения вектора $\vec{E}$ различают *правую* и *левую* эллиптические (или круговые) поляризации: если смотреть навстречу распространения волны, и вектор $\vec{E}$ поворачивается при этом по часовой стрелке, то поляризацию называют *правой*, если против часовой стрелки, *левой*.

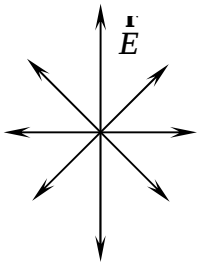


Рис. 26

В световой волне колебания светового вектора одного направления могут преобладать над колебаниями других направлений. Такой свет называют **частично поляризованным** (рис. 26). Частично поляризованный свет можно представить как смесь линейно-поляризованного света и естественного. Также частично поляризованную световую волну можно рассматривать как результат наложения двух плоскополяризованных волн разной интенсивности с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний.

Величина P называется **степенью поляризации света**:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

где I_{max} и I_{min} – соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света.

Для естественного или поляризованного по кругу света $I_{max} = I_{min}$ и $P = 0$, а для плоскополяризованного света $I_{min} = 0$ и $P = 1$.

Основные способы получения поляризованного света:

1. *Отражение и преломление на границе раздела двух сред.*

Когда свет падает на неметаллическую поверхность под любым углом, отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными (рис. 27). В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (обозначены точками), а в преломленном – параллельные плоскости падения (обозначены стрелками). Степень поляризации отраженного луча зависит от угла падения: при нормальном падении свет полностью не поляризован, а при падении под углом, который называется **углом Брюстера** (или **углом полной поляризации**), отраженный свет поляризован на 100 %. Преломленный луч, при угле падения Брюстера, поляризуется максимально, но не полностью.

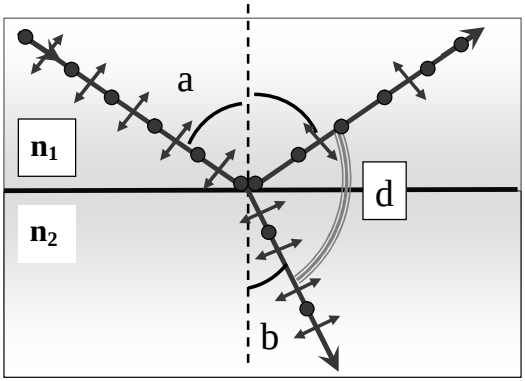


Рис. 27

Закон Брюстера: *если естественный свет падает на границу раздела двух прозрачных диэлектриков под углом Брюстера, который удовлетворяет условию* $tg\alpha_{Бр} = \frac{n_2}{n_1}$, *то отраженный луч*

полностью поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения; *преломленный луч частично поляризован в плоскости падения, но степень его поляризации максимальна*.

В условии Брюстера n_1 – показатель преломления среды, в которой распространяется луч; n_2 – показатель преломления среды, лежащей по другую сторону отражающей границы.

Если свет падает на границу раздела двух сред под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Если несколько одинаковых и параллельных друг другу пластинок, установить под углом Брюстера к падающему свету, то при достаточно большом числе пластинок проходящий через эту систему свет будет практически полностью линейно-поляризованным. Такое устройство называется стопа Столетова. Интенсивность прошедшего через такую стопу света (при отсутствии поглощения) будет равна половине интенсивности падающего на стопу неполяризованного света.

2. *Поляризация при двойном лучепреломлении.*

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы) обладают способностью разделять падающий на них световой луч на два луча, которые, как правило, распространяются в различных направлениях, с разными скоростями и линейно-поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях (*двойное лучепреломление*). Кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на *одноосные* и *двуосные*.

Если естественный свет входит в одноосный кристалл вдоль оптической оси, то ничего аномального при этом не происходит.

Оптическая ось – *это не прямая линия, проходящая через какую-то точку кристалла, а определенное направление в кристалле, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются с одинаковой скоростью, не разделяясь пространственно*. Любая прямая, параллельная данному направлению, является *оптической осью кристалла*. Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется *главным сечением* или *главной плоскостью кристалла*.

Но если неполяризованный свет падает на кристалл под углом к оптической оси, то в кристалле возникают два преломленных луча (рис. 28). Один преломленный луч, называемый *обыкновенным*

лучом (*o*), проходит сквозь кристалл обычным образом и выходит с обратной стороны по прямой. Этот луч подчиняется закону преломления света и лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхностью. Другой луч, называемый *необыкновенным лучом* (*e*), преломляется, отклоняясь от прямой на некоторый угол, не подчиняется закону преломления и не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Оба луча плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

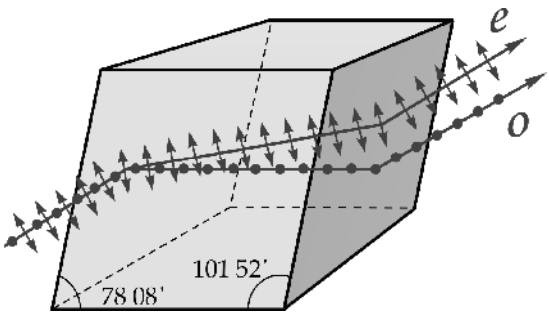


Рис. 28

У двуосных кристаллов (слюда, гипс) оба луча необыкновенные.

Двойное лучепреломление можно объяснить, приняв следующее допущение: скорость света зависит от ориентации светового вектора $\vec{E}$ относительно оптической оси кристалла. В обыкновенном луче колебания светового вектора происходят в направлении, перпендикулярном к главному сечению кристалла (на рис. 29 эти направления изображены точками). При любом направлении обыкновенного луча его скорость одинакова по всем направлениям – световой вектор образует с оптической осью кристалла прямой угол.

В необыкновенном луче колебания светового вектора совершаются в главном сечении. Для необыкновенного луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью зависит от направления луча (на рис. 29 эти направления изображены стрелками). Поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с различными скоростями. А так как

скорость света связана с показателем преломления, то показатель преломления необыкновенного луча является переменной величиной, которая зависит от направления луча. Если представить, что внутри кристалла имеется точечный источник естественного света, то волновой поверхностью обыкновенных лучей будет сфера, а необыкновенных – эллипсоид вращения.

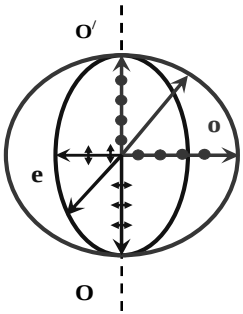


Рис. 29

Для получения поляризованного света применяют специальные призмы. Одной из самых распространенных призм такого типа является призма Николя, изобретенная в 1828 г. шотландским физиком У. Николем. Призма Николя (рис. 30) представляет собой двойную призму, изготовленную из кристалла исландского шпата, который представляет собой одну из разновидностей углекислого кальция ($CaCO_3$).

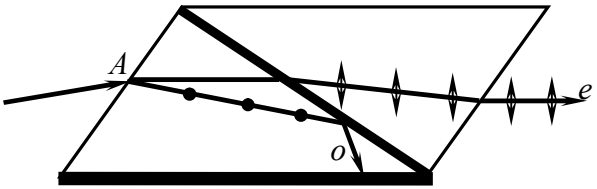


Рис. 30

Кристалл разрезают на две части в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла, и склеивают тонким слоем канадского бальзама, который имеет показатель преломления 1,55.

Естественный световой луч в кристалле разделяется на два луча – обыкновенный *AO* с показателем преломления 1,6585 и необыкновенный *AE* с показателем преломления 1,4853. При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного угла, обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение на границе раздела шпат–бальзам, попадает на зачерненную поверхность и поглощается, так как канадский бальзам является для него оптически менее плотной средой. Необыкновенный луч проходит через границу двух склеенных частей кристалла и выходит линейно-поляризованным параллельно падающему лучу с незначительным смещением.

3. *Полароиды.*

Для получения линейно-поляризованного света большое распространение получили поляризующие пленки – *полароиды*. Полароид представляет собой пленку целлулоида или другого прозрачного материала, в которую определенным образом вкраплены микроскопические кристаллики сильно дихроичного вещества, чаще всего герапатита (сернокислого йод-хинина) или других родственных ему соединений. Эти кристаллы являются двулучепреломляющими. Кроме того, в этих кристаллах один из лучей поглощается значительно сильнее другого. Например, кристаллы герапатита практически полностью поглощают обыкновенный луч на длине 0,1 мм.

Явление избирательного поглощения одного из лучей в кристалле называется **дихроизмом.** На явлении дихроизма основано действие поляроидов. Если при этом в полимере растворено вещество, молекулы которого анизотропны по форме (лучше всего, если они тоже линейны) и обладают высоким дихроизмом, то упорядоченная среда макромолекул полимера, образующаяся при растяжении, ориентирует эти примесные молекулы. Пленка становится поляризатором света. Таким способом получают поляроиды высокого качества (степень поляризации прошедшего света – 99,99 %) и достаточно большого размера с угловой апертурой, равной 180°.

В результате падающий естественный свет, проходя через полароид, становится полностью линейно-поляризованным.

Поляризаторами *называются устройства, свободно пропускающие только те колебания светового вектора, которые параллельны одной плоскости.*

Плоскость, в которой колебания проходят свободно называется **плоскостью пропускания поляризатора**.

Если колебания, перпендикулярные этой плоскости, задерживаются полностью, то такой поляризатор называется *идеальным*, а если частично – *неидеальным поляризатором*. *Поляризаторы, которые используются для анализа степени поляризации света, называются* **анализаторами**.

Описание установки и метода измерений

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 31.

Для получения плоскополяризованного света используется источник естественного света *1* и поляризатор *2*. Анализатор *3* смонтирован в оправе, позволяющей поворачивать плоскость пропускания анализатора относительно плоскости поляризатора. Оправа снабжена лимбом с делениями для отсчета угла поворота φ.

Для регистрации интенсивности света, прошедшего через анализатор применяется фотодиод *4* и микроамперметр *5*, регистрирующий силу тока фотодиода $i_ф$. Сила фототока пропорциональна интенсивности света, падающего на фотодиод $i_ф = kI$, где k – коэффициент пропорциональности; I – интенсивность света.

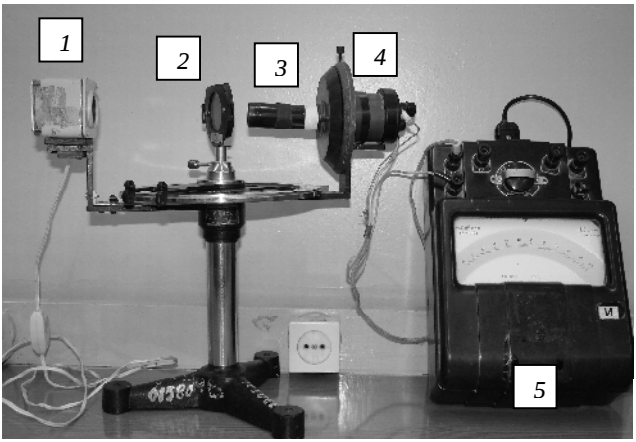


Рис. 31

Направим пучок естественного света, излучаемый любым нелазерным источником, последовательно на два идеальных поляризатора $П_1$ и $П_2$ (рис. 32). Первый поляризатор пропускает колебания определенного направления, то есть преобразует естественный свет в плоскополяризованный.

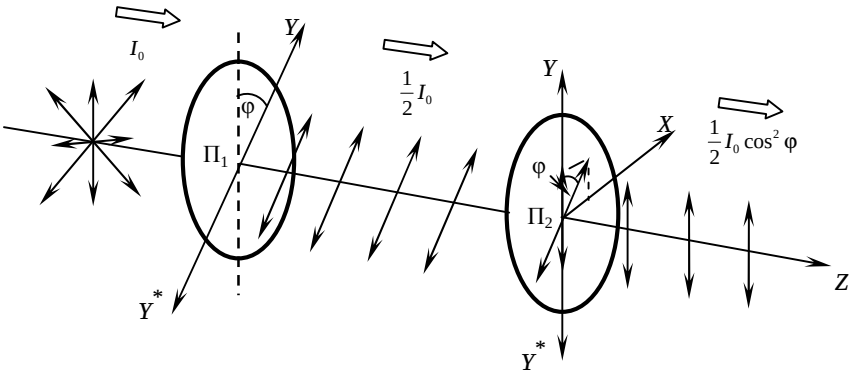


Рис. 32

Естественный свет можно представить как суперпозицию двух плоских некогерентных волн одинаковой интенсивности, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. При прохождении через поляризатор одна из этих волн полностью гасится поляризатором, а вторая проходит без изменений. Следовательно, интенсивность естественного света $I_{ест}$ после прохождения через идеальный поляризатор уменьшается в два раза:

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{ест},$$

где I_0 – интенсивность света на выходе из поляризатора.

Второй поляризатор, называемый анализатором, пропустит только ту составляющую падающего света, которая параллельна плоскости пропускания анализатора.

Амплитуда этих колебаний связана с амплитудой падающего на анализатор света соотношением $E = E_0 \cos\varphi$.

Так как интенсивность света пропорциональна E^2, то получаем **закон Малюса**: *интенсивность света, прошедшего через анализатор I, прямо пропорциональна произведению интенсивности поляризованного света* I_0 *на квадрат косинуса угла между плоскостями пропускания анализатора и поляризатора*.

$$I = I_0 \cos^2 \varphi ,$$

где φ – угол между плоскостью поляризации и плоскостью пропускания анализатора.

Если естественный свет интенсивностью $I_{\text{ест}}$ пропустить через идеальный поляризатор, затем через идеальный анализатор, то интенсивность прошедшего света I можно найти по формуле

$$I = \frac{I_{\text{ест}}}{2} \cos^2 \varphi .$$

Не идеальность поляризатора и анализатора может быть связана с потерями интенсивности света. Пусть k_1 – относительная потеря интенсивности света в поляризаторе. Если естественный свет интенсивностью $I_{\text{ест}}$ пропустить через поляризатор, то интенсивность I_0 вышедшего поляризованного света с учетом потерь в поляризаторе будет равна

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \left(1 - k_1\right) .$$

Теперь поляризованный свет интенсивностью I_0 пропустим через анализатор. Пусть k_2 – относительная потеря интенсивности света в анализаторе. Тогда интенсивность поляризованного света I, прошедшего через поляризатор и анализатор, с учетом потерь будет равна

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \left(1 - k_1\right)\left(1 - k_2\right) \cos^2 \varphi .$$

Порядок выполнения работы

1. Включите в сеть источник света установки (см. рис. 31).

2. Вращая оправу анализатора *3* (рис. 31) вокруг луча, наблюдайте по микроамперметру *5* за изменением интенсивности прошедшего через анализатор света. Определите положение оправы анализатора, при котором показание микроамперметра является максимальным ($i_{ф(max)}$). Отсчет угла φ на лимбе анализатора должен быть равен нулю. ***Если это не так, обратитесь к преподавателю.*** Величину максимальной силы тока фотодиода $i_{ф(max)}$ запишите в таблицу.

Таблица

φ, град.	$i_ф$,	$i_ф/i_{ф(max)}$	$\cos^2\varphi$
0			
10			
20			
30			
40			
50			
60			
70			
80			
90			
100			
110			
120			
130			
140			
150			
160			
170			
180			

3. Положению анализатора, соответствующему максимальному пропусканию, соответствует угол φ = 0. Поэтому в качестве первого измерения занесите в таблицу для угла φ = 0 значение $i_ф = i_{ф(max)}$.

4. Из положения, соответствующего максимальному пропусканию анализатора, поворачивая оправу анализатора на угол от 0° до 180° с шагом 10°, произведите измерения силы фототока $i_ф$. Результаты измерений занесите в таблицу.

5. После завершения измерений выключите источник света.

6. Для всех углов φ, вычислите и занесите в таблицу отношение $i_ф/i_{ф(max)}$ и значение $\cos^2\varphi$.

7. На одной координатной сетке постройте графики зависимости $i_ф/i_{ф(max)} = f(\varphi)$ и $\cos^2\varphi = f(\varphi)$. График зависимости $\cos^2\varphi = f(\varphi)$ изобразите другим цветом. Вдоль оси *x* откладывайте значения углов φ, а вдоль оси *y* – значения $i_ф/i_{ф(max)}$ и $\cos^2\varphi$.

8. Проанализируйте полученные зависимости и сделайте выводы.

Вопросы для самоконтроля

1. Что понимают под поляризацией света?
2. Какой свет называется естественным, а какой поляризованным?
3. Назовите виды поляризации света и поясните каждый из них.
4. Что представляет собой частично поляризованный свет?
5. Как определяется степень поляризации света и какие значения она принимает для естественного и плоскополяризованного света?
6. Сформулируйте и запишите закон Брюстера.
7. Что такое двойное лучепреломление и каковы физические причины его возникновения?
8. Каково устройство и принцип работы призмы Николя?
9. Что такое поляроиды? Что называется поляризатором, анализатором?
10. Что такое плоскость поляризации?
11. Сформулируйте и поясните закон Малюса.
12. Сформулируйте закон Малюса с учетом потерь в поляризаторе и анализаторе.

Лабораторная работа 3.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРНОГО РАСТВОРА С ПОМОЩЬЮ КРУГОВОГО ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы: определить угол поворота плоскости поляризации и удельную постоянную вращения плоскости поляризации света в растворе сахара.

Теоретическое введение

Изучая явление двойного лучепреломления в кварце, Араго в 1811 г. обнаружил, что пластинка кварца, вырезанная перпендикулярно оптической оси, поворачивает плоскость поляризации падающего на нее плоскополяризованного света на некоторый угол. Впоследствии было установлено, что способностью поворачивать плоскость поляризации света обладают многие вещества. *Вещества, вращающие плоскость поляризации проходящего через них света, называются* **оптически активными веществами**. Например: скипидар, камфару, никотин, раствор сахара, киноварь и др.

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

$$\varphi = \alpha l \,, \qquad (3.4.1)$$

где α – постоянная вращения, которая зависит от природы вещества, температуры и длины волны света, град./м;

l – расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе.

Для растворов постоянная вращения пропорциональна концентрации оптически активного вещества:

$$\varphi = \alpha_0 C l \,, \qquad (3.4.2)$$

где α_0 – удельная постоянная вращения, численно равная углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации для растворов), град.·м^2/кг;

C – концентрация растворенного оптически активного вещества, кг/м^3.

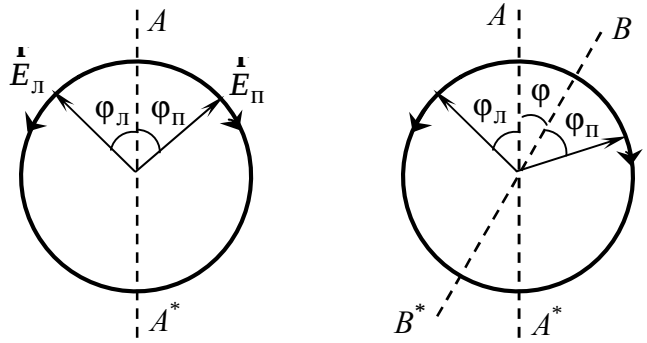
Направление поворота плоскости поляризации принято определять относительно наблюдателя, который смотрит навстречу световому лучу. *Вращение называется* **правым (положительным)**, *если плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке* (*вправо*), и **левым** (**отрицательным**), *если она поворачивается против часовой стрелки*. Кварц и другие оптически активные вещества существуют в двух модификациях: правовращающей и левовращающей, причем при одинаковой толщине слоя вещества величина угла поворота плоскости поляризации одинакова для обеих модификаций.

Вещества, *поворачивающие плоскость поляризации вправо по ходу луча*, *называются* **правовращающими**, а *вещества*, *поворачивающие плоскость поляризации влево по ходу луча* – **левовращающими**.

Френель показал, что поворот плоскости поляризации есть проявление особого кругового двойного лучепреломления, вследствие которого две волны, которые распространяются в оптически активной среде с разными скоростями, поляризованы не линейно, как при обычном двойном лучепреломлении, а по кругу. Согласно гипотезе Френеля волны с правой и левой круговой поляризацией распространяются в оптически активной среде с разными фазовыми скоростями. 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 $\vec{E}$ (рис. 33).

Если скорости распространения этих волн $u_{\text{п}}$ и $u_{\text{л}}$ равны, то число оборотов векторов $\vec{E}_{\text{п}}$ и $\vec{E}_{\text{л}}$ при прохождении слоя вещества будет одинаковым и результирующее колебание светового вектора в каждый момент времени будет лежать в одной и той же плоскости AA' (рис. 33, *а*). При $u_{\text{пр}} \neq u_{\text{л}}$ число оборотов векторов $\vec{E}_{\text{п}}$ и $\vec{E}_{\text{л}}$

будет различным при прохождении слоя вещества. В итоге они повернуться на разные углы $\varphi_п$ и $\varphi_л$, в результате чего плоскость BB', в которой лежит результирующий вектор $\vec{E}$, будет поворачиваться на некоторый угол φ относительно первоначальной плоскости AA' (рис. 33, *б*).



а *б*

Рис. 33

Приборы, предназначенные для определения угла поворота плоскости поляризации, называются **поляриметрами**. Поляриметр, используемый для определения концентрации сахара в растворе по углу поворота плоскости поляризации, называется *сахариметром*. Методы, основанные на явлении оптической активности, дают возможность обнаружить различие в величине показателей преломления с точностью $\Delta n \sim 10^{-11}$.

Оптически неактивные вещества способны вращать плоскость поляризации света, если поместить их в магнитное поле. *Явление вращения плоскости поляризации при распространении света в оптически неактивной среде под действием магнитного поля называется* **эффектом Фарадея**.

Схема опыта для наблюдения этого эффекта представлена на рис. 34.

Исследуемое вещество помещается внутрь соленоида, находящегося между скрещенными поляризаторами. Если по катушке не течет ток, свет через систему не проходит. Если катушку подсоединить

к источнику тока, то в ней возникает магнитное поле и свет проходит через поляризаторы.

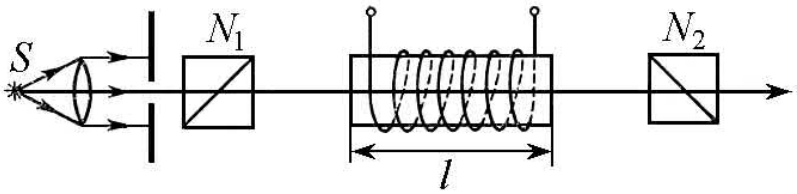


Рис. 34

Анализ прошедшего света показывает, что он остается плоскополяризованным, однако плоскость его поляризации повернута по отношению к плоскости поляризации падающего на вещество света. Угол поворота плоскости поляризации пропорционален длине пути l в веществе и напряженности магнитного поля H:

$$\varphi = VlH ,$$

где V – постоянная Верде.

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

Эффект Фарадея является следствием прецессии электронных орбит в атомах вещества в магнитном поле, приводящей к тому, что волны с правой и левой круговой поляризацией распространяются с разными скоростями. В основном вращение происходит в ту же сторону, в которую навиты витки катушки. Такие вещества называются положительными. Встречаются, однако, и вещества, вращающиеся в противоположную сторону (отрицательные). Направление вращения связано с направлением магнитного поля и не зависит от направления распространения света (в отличие от естественного вращения). При естественном вращении основная

причина состоит в действии поля световой волны. Поэтому симметрия картины зависит от направления света. В случае магнитного вращения плоскости поляризации основная причина лежит в действии магнитного поля, так что направление вращения задается направлением внешнего поля.

Описание лабораторной установки и метода измерений

Общий вид кругового поляриметра СМ–3, предназначенного для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активными прозрачными однородными растворами и жидкостями, представлен на рис. 35. К корпусу прибора, в котором расположен источник света (натриевая лампа в патроне), стеклянный светофильтр, поляризатор и фазовая пластинка, крепится кюветное отделение *1* с поворачивающейся крышкой. На лицевой стороне измерительной головки прибора имеется окуляр *2* с двумя лупами *4*, через которые снимаются отсчеты со шкалы лимба и отсчетного устройства *5*.

Лимб закреплен на цилиндрическом зубчатом колесе. На лимбе нанесена 360-градусная шкала с ценой деления 0,5°. Вращение лимба осуществляется ручкой *3*.

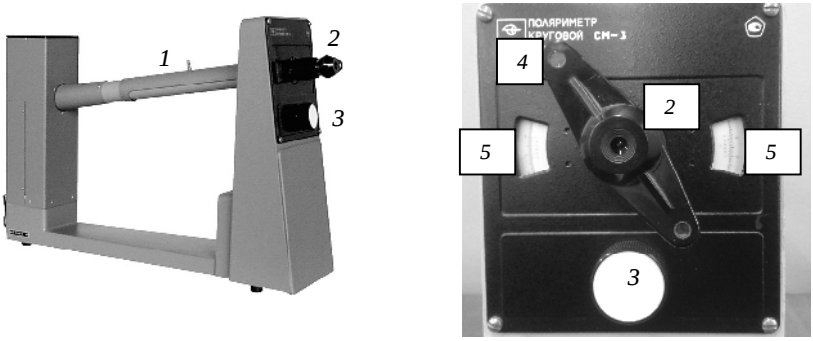


Рис. 35

Две шкалы отсчетного устройства используются для облегчения измерений растворов лево- и правовращающих веществ.

Для правовращающих веществ используется левая шкала, при этом углы вращения составляют 0–35°, а для левовращающих веществ также используется левая шкала, при этом углы вращения составляют 360–325° (величина угла вращения равна отсчету по левой шкале минус 360°). В отсчетном устройстве используется нониус – устройство, состоящее из двух диаметрально расположенных рядом шкал и служащее для повышения точности отсчета. Каждый нониус имеет 25 делений. Величина отсчета по нониусу 0,02°.

На рис. 36 показана схема отсчета по правой шкале (для левой отсчет производится аналогично). Первой шкалой является круговой лимб *8* (на рисунке показана его часть), второй шкалой – шкала нониуса *9*. Отсчет показания анализатора производится следующим образом. Сначала находят число минимального количества градусов (с точностью до 0,5°), на которое указывает нуль нониуса – (на рис. 36 это 2,5°).

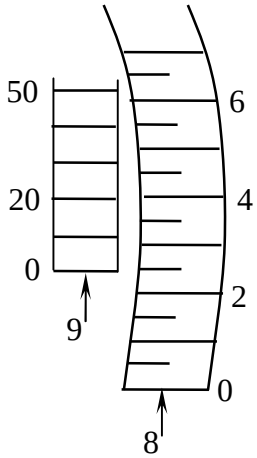


Рис. 36

Затем к этому значению прибавляют десятые и сотые доли градуса, соответствующие тому штриху нониуса, который точнее всего совпадает с каким-либо штрихом лимба (вся шкала нониуса составляет 0,50°). Например, на рис. 36 таким делением на шкале нониуса является 20, то есть 0,20°. Таким образом, на рис. 36 положение анализатора характеризуется углом $\varphi = 2{,}5° + 0{,}20° = 2{,}7°$.

Для более точного измерения используются *полутеневые* устройства, в которых анализатор или поляризатор заменяют на полутеневую призму. Принципиальная схема простейшего полутеневого поляриметра изображена на рис. 37. Свет от лампы *1* (натриевая лампа ДНаС 18-04.2) проходит через светофильтр *2*, конденсор *3*, поляризатор *4*, хроматическую фазовую пластинку *5*, защитное стекло *6*, трубку *7* с двумя покровными стеклами *8*, анализатор *9*, объектив *10*, окуляр *11* и две лупы *12*.

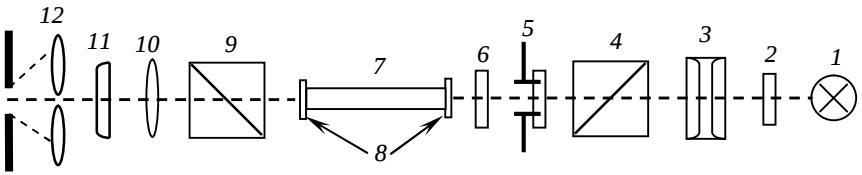


Рис. 37

В поляриметре применен принцип уравнивания яркостей поля зрения, разделенного на две части. Разделение поля зрения на части осуществляется введением в оптическую систему поляриметра хроматической фазовой пластинки.

Фазовые пластинки изготавливают из искусственного кристаллического кварца с определенным направлением оптической оси. Свет от лампы, пройдя через конденсор и поляризатор, одной частью пучка проходит через хроматическую фазовую пластинку, защитное стекло, кювету и анализатор. Другая половина пучка не проходит через фазовую пластинку. Являясь оптически активным веществом, кварц будет поворачивать плоскость поляризации падающего на него света на довольно значительный угол. При этом, как известно, угол поворота пропорционален толщине пластинки. Изготовив пластинку определенной толщины, можно подобрать необходимый угол поворота.

Пусть направление падающего света, прошедшего через поляризатор, перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 38, *а*), а плоскость поляризации PP' составляет 86,5° с плоскостью поляризации AA' анализатора. Тогда половина светового пучка, прошедшего только поляризатор, окажется линейно-поляризованной вдоль направления PP', а плоскость поляризации другой половины светового пучка,

прошедшей через фазовую пластинку, повернется и окажется направленной вдоль BB'. При этом амплитуда падающего на анализатор света будет одинакова в обеих половинках пучка света (вектор $\vec{E}$ на рис. 38, *а*).

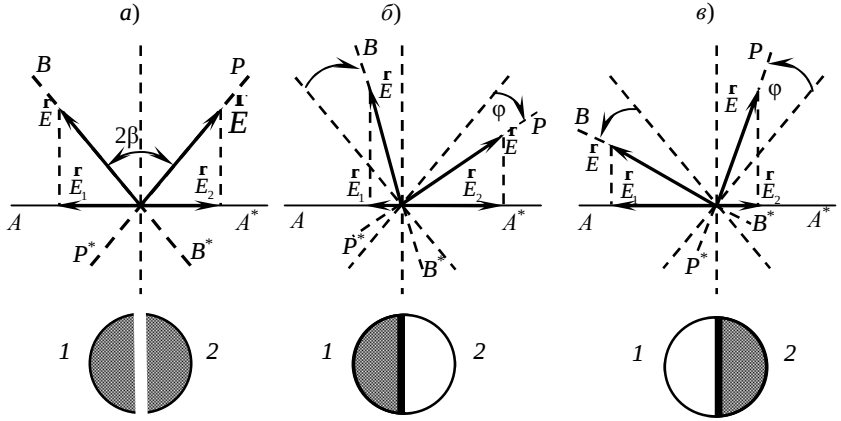


Рис. 38

Свет, прошедший анализатор, также будет иметь одинаковые амплитуды в обеих частях светового пучка: $\left|\vec{E}_1\right| = \left|\vec{E}_2\right| = \left|\vec{E}\right| \sin\beta$, а половинки поля зрения *1* и *2* будут освещены одинаково:

$$I_1 = I_2 = I \sin^2 \beta ,$$

где I – интенсивность падающего света.

Если между поляризатором и анализатором ввести кювету с оптически активным правовращающим раствором, то плоскость поляризации PP' падающего света повернется на малый угол φ по часовой стрелке (рис. 38, *б*). Очевидно, что $\left|\vec{E}_1\right| \neq \left|\vec{E}_2\right|$ и равномерность освещения половинок *1* и *2* поля зрения нарушится:

$$I_1 = I \sin^2(\beta + \varphi),$$

$$I_2 = I \sin^2(\beta - \varphi).$$

На рис. 38, *в* в качестве примера показано, как будет меняться освещенность поля зрения анализатора в случае левовращающей оптически активной среды.

Равенство освещенностей полей сравнения можно восстановить, поворачивая анализатор на угол, равный углу поворота плоскости поляризатора раствором. Следовательно, угол вращения плоскости поляризации будет определяться по разности отсчетов, соответствующих равенству освещенности полей зрения: с оптически активным веществом и без него.

По углу вращения плоскости поляризации возможно определение концентрации оптически активных веществ. Для большинства таких веществ угол поворота определяется формулой (3.4.2). Тогда неизвестная концентрация растворенного вещества может быть определена, как

$$C = \frac{\varphi}{\alpha_0 l},$$

где φ – угол поворота плоскости поляризации, град.;

α_0 – удельная постоянная вращения оптически активного вещества;

l – длина кюветы.

Порядок выполнения работы

1. Тумблером **«СЕТЬ»**, расположенным на задней стенке прибора, включите прибор (см. рис. 35). Через 5 минут прибор готов к работе.

2. Вращением втулки на окуляре *2* установите окуляр таким образом, чтобы видеть резкое изображение линии раздела правой и левой части поля сравнения.

3. Определите нулевой отсчет поляриметра. Для этого откройте крышку кюветного отделения *1* и поместите в него кювету с дистиллированной водой.

4. Вращением втулки на окуляре *2* установите резкое изображение линии раздела полей сравнения. После этого поверните

анализатор вращением рукоятки *3* и добейтесь равенства яркостей полей сравнения.

5. Отсчет проводите следующим образом: определите, на сколько градусов повернута шкала лимба по отношению к шкале первого (левого) отсчетного устройства. Затем по штрихам первого (левого) и второго (правого) отсчетного устройства, совпадающим со штрихами шкалы лимба, отсчитайте доли градуса. (Величина отсчета по нониусу 0,02°. Оцифровка отсчетного устройства: "10" соответствует 0,10°; "20" соответствует 0,20° и т. д.).

К числу градусов, взятых по шкале лимба первого отсчетного устройства, прибавьте средний арифметический отсчет по шкале первого и второго отсчетного устройства. Таких измерений сделайте пять и вычислите среднее арифметическое из них. Полученное среднее арифметическое нулевого отсчета φ_0 запишите в таблицу.

Таблица

№ измерения	C, кг/м^3	l, м	Отсчет по шкале при установке на полутень φ, град.	Угол поворота плоскости поляризации $\varphi - \varphi_0$, град.	α, град.·м^2/кг
1	0				
2					
3					
4					

6. Определите отсчеты поляриметра φ_1, φ_2, φ_x для растворов сахара C_1, C_2, и C_x соответственно по методике определения отсчета, описанной в пунктах 4–5. Полученные результаты занесите в таблицу.

7. Определите углы поворота плоскости поляризации $\varphi_1 - \varphi_0$, $\varphi_2 - \varphi_0$, $\varphi_x - \varphi_0$ каждого из растворов и полученные значения занесите в таблицу.

8. Определите постоянную вращения для каждого из растворов известной концентрации по формуле

$$\alpha_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi_0}{C_1 l}, \ \alpha_2 = \frac{\varphi_2 - \varphi_0}{C_2 l},$$

где l – длина кювет;

C – концентрация растворов (значения l и C указываются на рабочем месте).

9. Определите среднее значение постоянной вращения по формуле $\alpha_{ср} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$. Полученное значение занесите в таблицу.

10. Вычислите неизвестную концентрацию сахара в растворе по формуле $C_x = \frac{\varphi_x - \varphi_0}{\alpha_{ср} l}$.

11. Выведите формулу для расчета погрешности искомой концентрации и рассчитайте погрешность результата.

12. Сформулируйте выводы по результатам выполненной лабораторной работы.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие вещества называются оптически активными? Назовите разновидности этих веществ.
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 света в оптически активных веществах?
5. В чем суть эффекта Фарадея?
6. От чего зависит постоянная Верде?
7. Поясните принцип работы полутеневого поляриметра.
8. Зависит ли удельная постоянная вращения от длины волны?
9. Будет ли изменяться удельное вращение при изменении агрегатного состояния (жидкость, пар) вещества?

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

Лабораторная работа 3.5

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить законы теплового излучения, освоить метод измерения температур оптическим пирометром и определить постоянную Стефана–Больцмана.

Теоретическое введение

Тепловое излучение – *это электромагнитное излучение, испускаемое за счет внутренней энергии излучающего тела и свойственное всем телам при температуре выше абсолютного нуля*. Это единственный вид излучения, который может находиться в равновесии с излучающими телами.

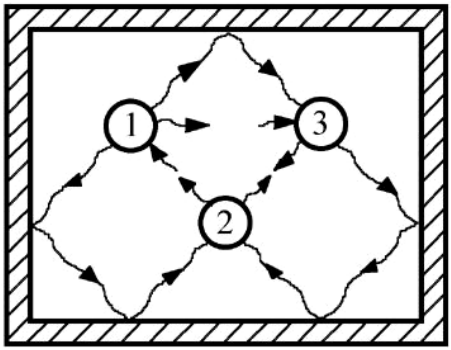


Рис. 39

Если в замкнутую полость с зеркально отражающими стенками поместить несколько тел, нагретых до различной температуры (рис. 39), то такая система («излучающие тела + излучение в полости») с течением времени приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела приобретают одинаковую температуру, а распределение энергии между телами и излучением не будет

изменяться со временем. В состоянии равновесия процессы испускания и поглощения энергии каждым телом в среднем компенсируют друг друга, и в пространстве между телами плотность энергии излучения достигает определенного значения, зависящего только от установившейся температуры. *Излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру, называется* **равновесным** или **черным излучением**.

Свойства равновесного теплового излучения:

• *однородно* – плотность энергии излучения одинакова во всех точках внутри полости, где оно заключено;

• *изотропно* – имеет все возможные направления распространения;

• *не поляризовано* – содержит все возможные направления колебаний векторов напряженности электрического и магнитного полей.

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

Количественной характеристикой интенсивности теплового излучения является **энергетическая светимость** $\boldsymbol{R_T}$ – *это энергия излучения, испускаемая единицей поверхности излучающего тела в единицу времени по всем направлениям*

$$R_T = \frac{dE}{dS},$$

где dE – интегральный поток энергии.

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** – *энергия излучения, испускаемая за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале длин волн от* λ *до* $\lambda + d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR(\lambda,T)}{d\lambda}.$$

Испускательная способность и энергетическая светимость связаны следующим соотношением:

$$R_T = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda.$$

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

Поглощательная способность тела (коэффициент монохроматического поглощения) – *это безразмерная величина, показывающая, какая доля энергии излучения, доставляемой за единицу времени на единицу площади поверхности тела с длинами волн в интервале от* λ *до* $\lambda + d\lambda$, *поглощается телом*:

$$a_{\lambda,T} = \frac{dE^{\text{погл}}_{\lambda,T}}{dE_{\lambda,T}}.$$

Любое реальное тело поглощает излучение различных длин волн в зависимости от температуры тела. Поэтому поглощательная способность тела является *функцией длины волны* (*частоты*), вид которой изменяется при изменении температуры тела. Поглощательная способность тела не может быть больше единицы.

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

$$\rho_{\lambda,T} = \frac{dE^{\text{отраж}}_{\lambda,T}}{dE_{\lambda,T}}.$$

Отражательная и поглощательная способности непрозрачного тела связаны соотношением:

$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1.$$

Рассмотрим замкнутую полость, снабженную малым отверстием, диаметр которого значительно меньше поперечных размеров полости (рис. 40). Полость может иметь практически любую форму и быть изготовленной из любого материала. Излучение через отверстие попадает на стенки полости, частично поглощаясь ими. При малых размерах отверстия световой луч претерпевает множество отражений, прежде чем будет практически полностью поглощен стенками, а снаружи отверстие будет казаться совершенно черным. Но если полость нагрета до определенной температуры и внутри установилось тепловое равновесие, то собственное излучение полости, выходящее через отверстие, будет излучением абсолютно черного тела.

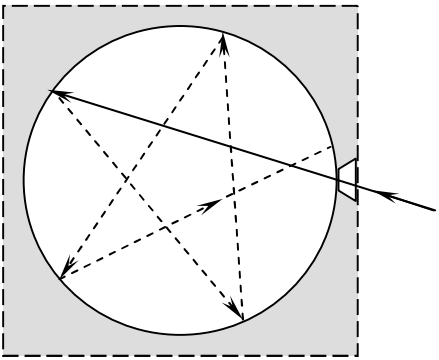


Рис. 40

Тело называется **абсолютно черным**, *если оно при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него*

электромагнитных волн независимо от их частоты. Следовательно, поглощательная способность абсолютно черного тела тождественно равна единице: $a_{\lambda,T}^{\text{черн}} \equiv 1$. Абсолютно черных тел в природе не существует, (черная дыра поглощает все падающее на нее излучение, но ее температуру невозможно контролировать), поэтому в физике используется модель черного тела. *Тело, у которого поглощательная способность меньше единицы и одинакова по всему диапазону частот, называется* **серым**.

На рис. 41 представлена зависимость поглощательной способности от частоты (1 – абсолютно черное тело; 2 – серое тело; 3 – реальное тело).

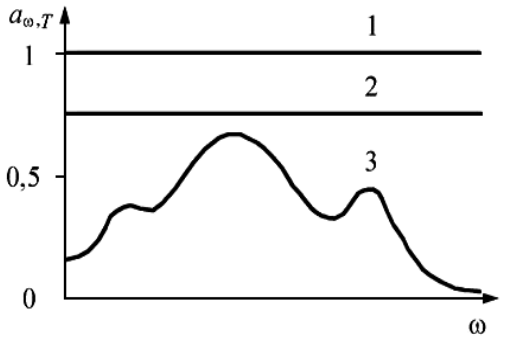


Рис. 41

Равновесное тепловое излучение установится в системе только в том случае если каждое тело будет излучать в единицу времени столько же энергии, сколько оно поглощает. Следовательно, между испускательными и поглощательными свойствами любого тела должна существовать взаимосвязь, которая выражается **законом Кирхгофа**: *отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково для всех тел в природе, включая абсолютно черное тело, и при данной температуре является одной и той же универсальной функцией длины волны* (*частоты*):

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T).$$

Из экспериментальных кривых зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны при различных температурах (рис. 42) следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. Все кривые имеют явно выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости пропорциональна энергетической светимости абсолютно черного тела.

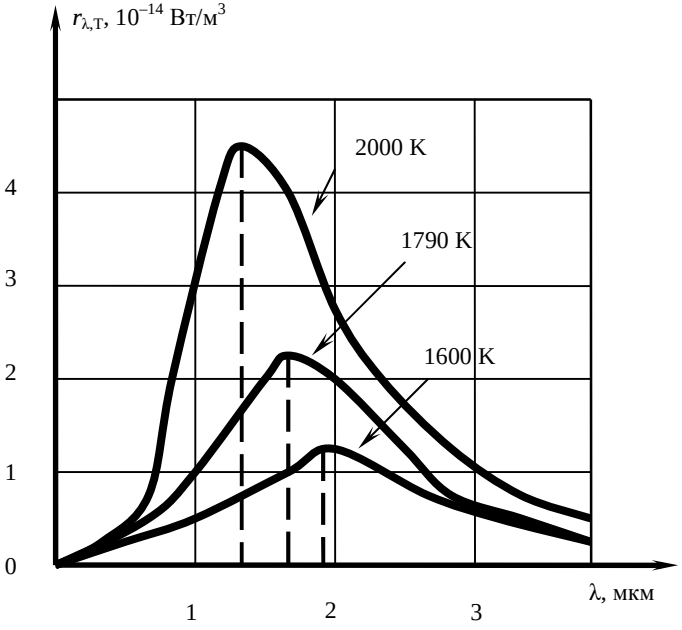


Рис. 42

Зная испускательную способность абсолютно черного тела (универсальную функцию Кирхгофа) и поглощательную способность реального тела, из закона Кирхгофа можно определить энергию, излучаемую этим телом в любом диапазоне частот или длин волн.

В 1879 г. Йозеф Стефан на основе анализа экспериментальных данных пришел к выводу, что интегральная светимость абсолютно

черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. В 1884 г. Л. Больцман, применив термодинамический метод к исследованию черного излучения теоретически подтвердил этот вывод: *энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры* (**закон Стефана–Больцмана**):

$$R_T = \sigma T^4,$$

где σ – коэффициент пропорциональности, называемый постоянной Стефана–Больцмана, $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2·К^4).

Закон Стефана–Больцмана можно записать также в виде

$$\int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4.$$

Для реальных тел закон Стефана–Больцмана выполняется лишь качественно. Зависимость энергетической светимости от температуры уже не описывается простым соотношением, а имеет вид

$$R_T = a_T \sigma T^4,$$

где a_T – интегральная поглощательная способность, которая всегда меньше единицы и зависит от природы тела, температуры, состояния поверхности.

В 1893 г. немецкий физик В. Вин, пытаясь теоретически получить выражение для испускательной способности абсолютно черного тела, установил два закона:

З**акон смещения Вина**: *длина волны, на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре*:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где b – коэффициент, называемый постоянной Вина, $b = 2{,}89 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Из закона Вина следует, что при повышении температуры абсолютно черного тела положение максимума его испускательной способности смещается в область коротких длин волн.

Второй закон Вина: *максимальное значение испускательной способности абсолютно черного тела прямо пропорционально абсолютной температуре в пятой степени*:

$$r_{\lambda,T} = CT^5,$$

где $C = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м^3·К^5) вторая постоянная Вина.

Английские физики Дж. Рэлей и Дж. Джинс подошли к изучению спектральных закономерностей излучения абсолютно черного тела с позиций классических представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы в состоянии термодинамического равновесия. Они предположили, что на каждое электромагнитное колебание приходится в среднем энергия, равная kT, и в 1900 г. получили выражение (**формула Рэлея–Джинса**) для испускательной способности абсолютно черного тела:

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT,$$

где c – скорость света в вакууме, $c = 2{,}99 \cdot 10^8$ м/с;

k – постоянная Больцмана, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – температура излучающего абсолютно черного тела.

Кривая распределения согласно формуле Рэлея–Джинса (рис. 43) дает монотонное и быстрое возрастание испускательной способности с убыванием длины волны. В действительности кривая имеет колоннообразный вид.

Как показал опыт, формула Рэлея–Джинса хорошо согласуется с экспериментальными данными в области достаточно больших длин волн и малых температур. В области малых длин волн формула

резко расходится с экспериментом, а попытка получить закон Стефана–Больцмана из этой формулы приводит к абсурду:

$$R_T = \int_0^\infty r_{\nu,T} d\nu = \int_0^\infty r_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c} = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty ,$$

Это означает, что равновесие между телами и излучением могло бы наступить только при бесконечно большой плотности излучения.

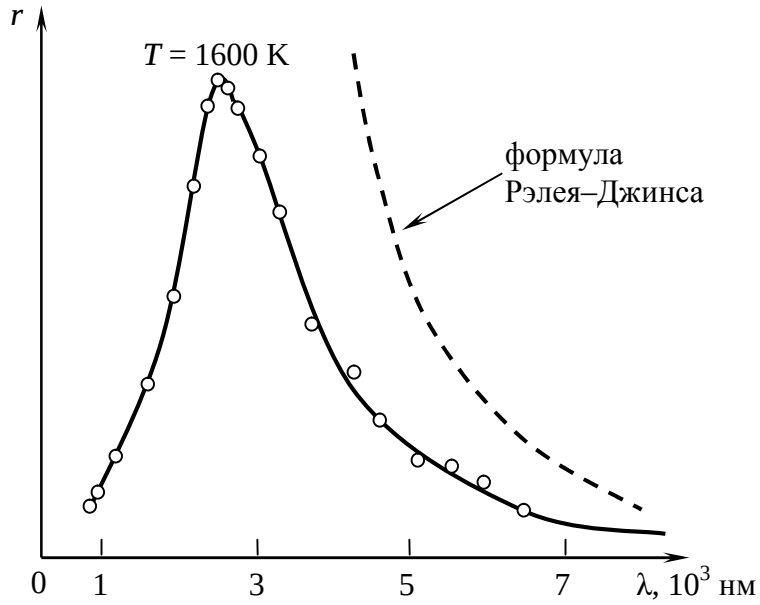


Рис. 43

Таким образом, классическая теория теплового излучения приходит к выводу, который противоречит опыту и заключается в том, *что при конечных значениях энергии излучения равновесие между веществом и излучением невозможно* – «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, то есть может принимать сколь угодно близкие значения. Согласно выдвинутой Планком гипотезе, излучение испускается и поглощается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии – квантами энергии, которая зависит от частоты излучения и определяется формулой

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

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

Исходя из этих соображений, М. Планк получил формулу, которая блестяще описывает согласование с экспериментальными данными:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Формула Планка хорошо описывает спектральное распределение излучения черного тела при любых частотах и прекрасно согласуется с экспериментальными данными. Из нее можно получить законы Стефана–Больцмана и Вина. При $h\nu << kT$ формула Планка переходит в формулу Рэлея–Джинса.

Задание 1. Проверка выполнения закона Стефана–Больцмана

Описание лабораторной установки и метода измерений

Лабораторная установка выполнена в виде единого прибора (рис. 44), состоящего из оптико-механического блока, расположенного в левой части прибора под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части.

Смена оптических фильтров *2* осуществляется поворотом барабана с фильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки *1*,

расположенной над крышкой. Поворот следует производить плавно (**по направлению стрелки!**) до щелчка, означающего фиксацию положения фильтра. При этом номер установленного фильтра появляется в прямоугольном окне на верхней поверхности прозрачной крышки. Включение лабораторной установки в сеть переменного тока производится нажатием кнопки *3* «**СЕТЬ**». В отжатом положении данной кнопки установка отключается от сети переменного тока.

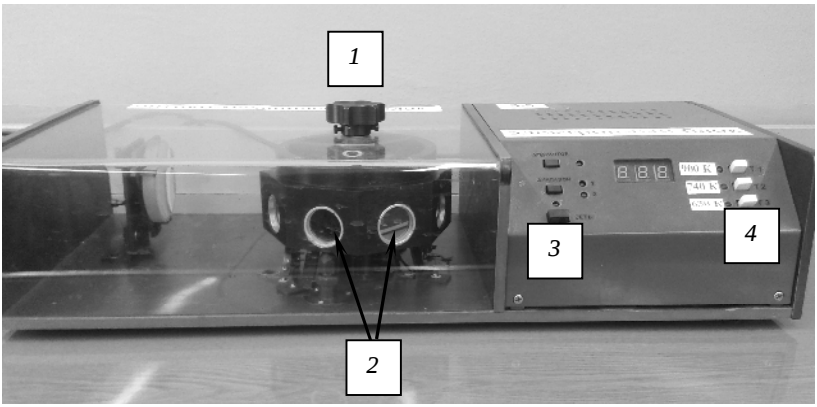


Рис. 44

Для подключения излучателя к источнику тока нажимается одна из кнопок *4* (**Т1**, **Т2** или **Т3**). При нажатии одной из этих кнопок устанавливается определенная температура нагрева спирали излучателя, что фиксируется свечением одного из светодиодов на лицевой панели (в данной установке T_3 = 640 К; T_2 = 740 К; T_1 = 900 К).

Кнопки Т1, Т2, Т3 необходимо включать в строгой последовательности (Т1 → Т2 → Т3. Не допускается одновременное нажатие более одной кнопки!

Принципиальная схема лабораторной установки приведена на рис. 45.

Она состоит из:

– источника теплового излучения *1*, который представляет собой нихромовую спираль в форме цилиндра;

– механического модулятора потока излучения, включающего обтюратор *2* (заслонка (затвор), периодически перекрывающая

световой поток в оптико-механических и фотоэлектрических приборах) и электродвигатель *3*;

– восьми оптических инфракрасных светофильтров *4*;

– сферического зеркала *5*;

– пироэлектрического приемника излучения *6* (ППИ);

– электронного блока обработки сигнала фотоприемника *7* (ЭБ), цифрового вольтметра *8* (ЦВ) и блока питания *9* (БП).

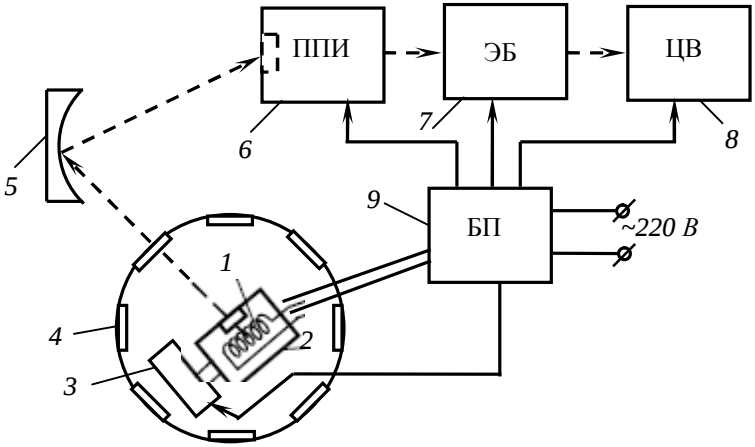


Рис. 45

Поток излучения от нихромовой спирали *1* модулируется во времени, проходит через один из оптических фильтров *4* и, отразившись от сферического зеркала *5*, попадает на фотоприемник *6*. Обработка сигнала осуществляется электронным блоком *7* с цифровым вольтметром *8*, на индикаторе которого высвечивается значение напряжения, пропорциональное величине потока излучения.

Для увеличения точности измерения: устранения влияния фоновых засветок, уменьшения влияния внутренних шумов фотоприемника и электронных схем, а также для эффективной обработки полезного сигнала – осуществляется модуляция (прерывание) потока излучения с помощью обтюратора *2* (экрана с прорезями), который приводится во вращение электродвигателем *3*.

Используемые в работе оптические инфракрасные светофильтры (№ 1–7) позволяют выделить из падающего на них потока излучения,

испускаемого накаленной 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. 1. Светофильтр № 8 является *нейтральным ослабителем* излучения, он уменьшает энергетический поток однородно в широком спектральном интервале длин волн.

Таблица 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

При использовании светофильтров № 1–7 показания вольтметра пропорциональны испускательной способности нихромовой спирали при соответствующей эффективной длине волны и температуре.

Таким образом, лабораторная установка позволяет получить зависимость $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$, которая имеет максимум на длине волны, соответствующей максимальному значению испускательной способности нихромовой спирали.

Определив максимальную длину волны λ_{max} и зная температуру спирали T, можно вычислить постоянную Вина b:

$$b = \lambda_{max} T . \qquad (3.5.1)$$

Согласно закону смещения 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 пропорциональны энергетической светимости нихромовой спирали:

$$U_T = \frac{R_T}{A},$$

где A – постоянная, значение которой указано на установке.

Тогда для серого тела согласно закону Стефана–Больцмана:

$$R_T = a_T \sigma T^4,$$

где a_T – интегральная поглощательная способность тела;

σ – постоянная Стефана–Больцмана, σ = 5,67 · 10^{-8} Вт/(м^2 ·К^4).

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

$$\frac{U_T}{T^4} = \frac{\sigma\, a_T}{A} \approx \text{const}.$$

Следовательно, соотношение

$$\frac{U_{T_1}}{(T_1)^4} = \frac{U_{T_2}}{(T_2)^4} = \frac{U_{T_3}}{(T_3)^4} \qquad (3.5.2)$$

подтверждает справедливость закона Стефана–Больцмана.

Порядок выполнения работы

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

2. Включите установку нажатием кнопки **«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 (**Т1**, **Т2** или **Т3**):

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

б) если включен один из источников тока **Т2** или **Т3**, то нажатием кнопки **Т1** подключите источник тока, обеспечивающий температуру нагрева нихромовой спирали T_1 = 900 К.

3. Включите электродвигатель обтюратора, нажав кнопку **«МОДУЛЯТОР»** (загорится красный индикатор), и не выключайте его до окончания измерений. Дайте установке прогреться не менее 5 минут.

4. 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.

5. Последовательно **(только по ходу часовой стрелки!)** устанавливая в рабочее положение светофильтры № 1–8, снимите показания $U_{\lambda,T}$ и U_T с цифрового табло вольтметра и занесите их в табл. 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. Проведите не менее трех измерений для каждого фильтра. Рассчитайте средние значения напряжений $\langle U_{\lambda,T} \rangle$ и $\langle U_T \rangle$.

Таблица 2

№ 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	U_T, В
T_1 =	$U_{\lambda,T}$, В	1								
		2								
		3								
Среднее значение										
T_2 =	$U_{\lambda,T}$, В	1								
		2								
		3								
Среднее значение										
T_3 =	$U_{\lambda,T}$, В	1								
		2								
		3								
Среднее значение										

6. Выполните аналогичные измерения (пункт 5) для температуры нагрева нихромовой спирали T_2 = 740 К и T_3 = 630 К. Переход к новой температуре осуществляется нажатием кнопки **Т2** или **Т3**. После перехода к новой температуре прогревайте установку не менее пяти минут. Результаты измерений занесите в табл. 2.

7. Завершив измерения, выключите лабораторную установку. Для этого:

– отключите электродвигатель обтюратора нажатием кнопки **«МОДУЛЯТОР»**;

– выключите установку нажатием кнопки **«СЕТЬ»**.

8. Постройте графики зависимости $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$ для трех температур (T_1 = 900 К, T_2 = 740 К, T_3 = 630 К) соединяя экспериментальные точки плавными сглаженными линиями.

9. Проверьте справедливость закона смещения Вина. Для этого:

– для трех температур (T_1, T_2, T_3) по графикам определите значения длин волн λ_{max}, соответствующие максимальным значениям испускательной способности нихромовой спирали;

– используя формулу (3.5.1), определите значение постоянной Вина b для каждой температуры. Рассчитайте среднее значение постоянной Вина b и сравните полученный результат с теоретическим значением.

10. Проверьте выполнение закона Стефана–Больцмана. Для этого: используя экспериментальные данные, полученные при установке нейтрального ослабителя (светофильтр № 8) U_{T_1}, U_{T_2} и U_{T_3}, рассчитайте для трех температур (T_1, T_2, T_3) величину $\frac{U_T}{T^4}$ и проверьте выполнимость условия (3.5.2).

11. Сделайте выводы по выполненной лабораторной работе.

Задание 2. Определение постоянной Стефана–Больцмана с помощью оптического пирометра

Описание лабораторной установки и метода измерений

Оптической пирометрией *называется совокупность бесконтактных методов измерения температур, основанных на законах теплового излучения. Приборы, применяемые для этого в оптическом диапазоне спектра, называются* **пирометрами**. В зависимости от того, какой закон используется, различают *радиационную*, *яркостную* и *цветовую* температуры. В радиационных пирометрах регистрируется интегральное (полное) излучение исследуемого тела, а в оптических пирометрах – излучение тела в каком-либо одном или двух узких участках спектра.

Радиационная температура ($T_р$) – *это температура абсолютно черного тела, при которой его энергетическая светимость равна энергетической светимости исследуемого тела R_T в широком диапазоне длин волн*. Если измерить мощность, излучаемую некоторым телом с единицы поверхности в достаточно широком интервале длин волн и ее величину сопоставить с энергетической

светимостью абсолютно черного тела, то по закону Стефана–Больцмана можно вычислить температуру этого тела:

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}.$$

Определенная таким способом температура T_p будет достаточно точно соответствовать истинной температуре T при выполнении двух условий:

– оптическая система и детектор излучения должны иметь одинаковую чувствительность в широком диапазоне длин волн, соответствующем основной излучаемой мощности поверхности тела;

– коэффициент монохроматического поглощения поверхности тела должен быть близок к единице.

Температуру серого тела можно вычислить как

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{a_T \sigma T^4}{\sigma}} = \sqrt[4]{a_T}\,T.$$

Отсюда следует, что для серого тела радиационная температура оказывается всегда ниже истинной температуры, так как интегральная поглощательная способность $a_T < 1$.

Цветовая температура. Испускательная способность серых тел (или тел, близких им по свойствам) определяется как

$$r^*_{\lambda,T} = a_T\, r_{\lambda,T},$$

где $r_{\lambda,T}$ – испускательная способность абсолютно черного тела;

a_T – интегральная поглощательная способность.

Так как $a_T = \text{const} < 1$, то при равных температурах распределение энергии в спектре излучения серого тела такое же, как у абсолютно черного тела, поэтому к серым телам применим закон смещения Вина. Определив длину волны λ_{max}, на которую приходится максимум испускательной способности $r_{\lambda,T}$ исследуемого тела, можно определить его температуру, используя закон смещения Вина:

$$T_{ц} = \frac{b}{\lambda_{\max}}.$$

Данная температура называется **цветовой температурой** ($T_{ц}$) – *это температура абсолютно черного тела, при которой относительные распределения спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела и рассматриваемого тела максимально близки в видимой области спектра*.

Для тел, сильно отличающихся по свойствам от серых, понятие цветовой температуры не применимо.

Яркостная температура ($T_{я}$) – *это температура абсолютно черного тела, при которой его испускательная способность для какой либо определенной длины волны равна испускательной способности исследуемого тела для той же длины волны*.

Так как поглощательная способность нечерных тел $a_{\lambda,T} < 1$, то истинная температура исследуемого тела всегда выше яркостной.

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 46. Основными элементами установки являются: лампа накаливания *1*, размещенная в кожухе на подставке, служащая источником теплового излучения; источник питания *2* (подавая переменное напряжение с источника питания можно менять накал нити лампы); ваттметр *3*, измеряющий мощность, потребляемую лампой накаливания; оптический пирометр «Проминь» *4*, измеряющий температуру нити накала лампы.

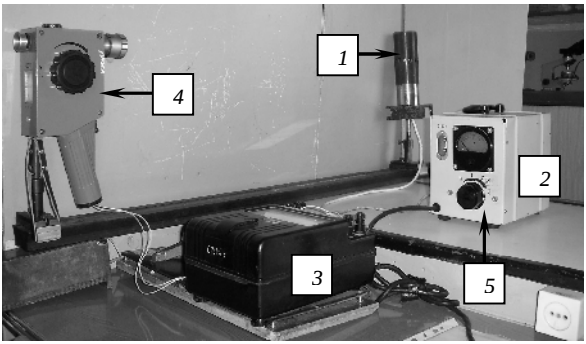


Рис. 46

Для измерения яркостной температуры обычно используется *пирометр с исчезающей нитью*. Схема оптического пирометра приведена на рис. 47.

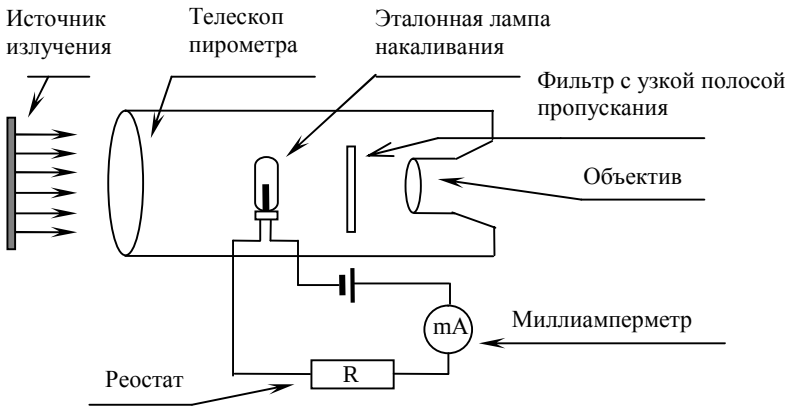


Рис. 47

Принцип определения температуры основан на визуальном сравнении яркости раскаленной нити лампы пирометра, величина накала которой проградуирована по черному телу с яркостью изображения исследуемого объекта. Равенство яркостей, наблюдаемое через монохроматический светофильтр, пропускающий узкую полосу длин волн, (обычно в области 660 нм), определяется по исчезновению изображения нити пирометрической лампы на фоне изображения раскаленного объекта. Накал нити лампы пирометра регулируется реостатом. В результате устанавливается накал нити, при котором ее испускательная способность в области 660 нм совпадает с испускательной способностью излучающего объекта. Если температура нити высока, то для ослабления потока излучения применяется также и нейтральный светофильтр.

По шкале пирометра определяют яркостную температуру. При известных значениях поглощательной способности $a_{\lambda,T}$ и длины волны λ по яркостной температуре можно определить истинную температуру поверхности исследуемого тела. Используя формулу Планка, получим

$$T = \frac{T_я}{1 - \dfrac{k\lambda T_я}{2\pi ch} \ln a_{\lambda,T}}.$$

Измерение температуры нити лампы накаливания в данной работе осуществляется оптическим пирометром «Проминь». Общий вид пирометра «Проминь», используемого в данной лабораторной работе представлен на рис. 48.

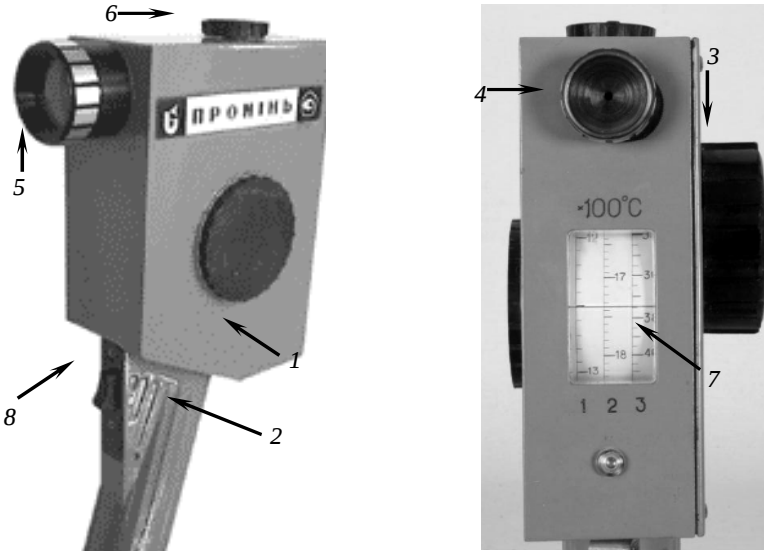


Рис. 48

Корпус пирометра состоит из камеры *1* и рукоятки *2*. На корпусе пирометра находится маховик *3* для регулирования силы тока в пирометрической лампе. В верхней части камеры находятся узел окуляра *4*, узел объектива *5* и переключатель диапазона *6*. В средней части камеры со стороны окуляра смонтирована шкала *7* для отсчета измеренной температуры по указателю, нанесенному на прозрачном окне. В верхней части рукоятки расположена кнопка *8* включения прибора.

Для измерения температуры пирометр наводят на исследуемый объект. Наблюдение ведут глазом через окуляр, предварительно

установив переключателем, расположенным на окуляре, красный светофильтр. Вращая объектив, добиваются четкого изображения объекта. Затем, вращая маховик реостата, добиваются исчезновения нити на фоне объекта и снимают отсчет температуры по шкале пирометра.

Предварительно пирометр градуируется по абсолютно черному телу, то есть устанавливается, при каком значении силы тока в нити лампочки она излучает в области 660 нм, как абсолютно черное тело при данной температуре. Используя такой пирометр, можно, наблюдая абсолютно черный излучатель, определить его температуру непосредственно по показаниям амперметра.

При определении температуры нечерных тел оптическим пирометром получают не истинную температуру тел, а ту температуру, которую должно иметь абсолютно черное тело для того, чтобы оно испускало то же излучение, что и исследуемое тело (в области пропускания светофильтра), то есть яркостную температуру, которая ниже истиной температуры.

Истинную температуру можно определить, умножив значение яркостной температуры на отношение $\frac{r_{\lambda,T}}{r^*_{\lambda,T}}$, где $r_{\lambda,T}$ – испускательная способность абсолютно черного тела; $r^*_{\lambda,T}$ – испускательная способность исследуемого тела.

Величина этого отношения для вольфрама в зависимости от температуры приведена в табл. 3.

Таблица 3

$T_я$, К	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
$\frac{r_{\lambda,T}}{r^*_{\lambda,T}}$	1,037	1,043	1,046	1,051	1,056	1,060	1,065	1,070	1,074

Порядок выполнения работы

1. Включите источник питания в сеть и подайте на лампу накаливания минимальную мощность, для чего установите регулятор *5* блока питания *2* (рис. 46) в положение 1.

2. По показаниям ваттметра *3* определите мощность, значение которой занесите в табл. 4.

3. Оптическим пирометром измерьте яркостную температуру $T_я$ нити накаливания в градусах Цельсия (ºС). Для этого:

– установите переключатель поддиапазонов *6*, расположенный на верхней стороне пирометра (рис. 48), в положение I;

– наведите пирометр *4* на нить накала лампы *1* (рис. 46);

– установите переключатель, расположенный на окуляре *4* (рис. 48), красный светофильтр;

– вращая объектив *5* (рис. 48), добейтесь четкого изображения нити накала лампы;

– вращая маховик *3* (рис. 48), добейтесь исчезновения нити пирометра на фоне изображения нити накала лампы;

– снимите отсчет яркостной температуры $t_я$ по шкале *7* пирометра (рис. 48).

4. Выразите температуру по абсолютной шкале температур $T_я = (t_я + 273)$ К.

5. По табл. 3 определите отношение $\frac{r_{\lambda,T}}{r^*_{\lambda,T}}$ для данной температуры и найдите истинную температуру T по формуле $T = T_я \frac{r_{\lambda,T}}{r^*_{\lambda,T}}$. Результаты измерений занесите в табл. 4.

Таблица 4

№ измерения	P, Вт	$t_я$, °С	$T_я$, К	T, К	σ, Вт/м^2·К^4	$\sigma_{ср}$, Вт/м^2·К^4	$\Delta\sigma$, Вт/м^2·К^4	$\Delta\sigma_{ср}$, Вт/м^2·К^4	λ_{max}, нм
1									
2									
3									
4									
5									

6. Выполните пункты 2, 3, 4, подавая на лампу большую мощность. Для этого поставьте регулятор *5* блока питания *2* (рис. 46) в положение 2, затем в положение 3. При необходимости перейдите на другой поддиапазон измерения температуры, установив переключатель поддиапазонов *6*, расположенный на верхней стороне пирометра (рис. 48), в положение II или III. Результаты измерений занесите в табл. 4.

7. По формуле $\sigma = \frac{P}{a_T S T^4}$ определите постоянную Стефана–Больцмана для всех измерений. Значения S и a_T приведены на установке.

8. Вычислите среднее значение постоянной Стефана–Больцмана и абсолютную погрешность измерения.

9. По закону смещения Вина ($\lambda_{max} = \frac{b}{T}$) определите максимальную длину волны, на которую приходится максимум испускательной способности нити лампы накаливания для экспериментально определенных температур.

10. Сформулируйте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Чем отличается тепловое излучение от других видов излучения?
3. Какое излучение называется равновесным?
4. Перечислите основные характеристики теплового излучения и дайте их определения.
5. Запишите выражение, связывающее энергетическую светимость и испускательную способность черного тела.
6. Какое тело называется абсолютно черным, а какое – серым?
7. Запишите и сформулируйте закон Кирхгофа для теплового излучения.
8. Запишите и сформулируйте закон Стефана–Больцмана для теплового излучения.
9. Запишите и сформулируйте закон смещения Вина.

10. Запишите формулу, связывающую энергетические светимости серого тела и абсолютно черного тела.

11. Изобразите графически зависимость испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур. Проанализируйте ход этих кривых.

12. В чем заключается квантовая гипотеза Планка?

13. Объясните принцип работы оптического пирометра. Какая температура измеряется оптическим пирометром в данной работе?

Лабораторная работа 3.6

ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА

Цель работы: изучить явление внешнего фотоэффекта, исследовать основные характеристики вакуумного фотоэлемента и определить постоянную Планка.

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.*

Внешний фотоэффект был открыт в 1887 г. немецким физиком Г. Герцем, который обнаружил, что искровой разряд между двумя металлическими шариками происходит значительно интенсивнее, если один из шариков освещать ультрафиолетовыми лучами. В 1888–1890 гг. это явление было экспериментально исследовано русским физиком А. Г. Столетовым, который обкладки плоского конденсатора, включенного через гальванометр в цепь аккумуляторной батареи, поочередно освещал светом от источника. Одной обкладкой служила положительно заряженная медная сетка, а второй – отрицательно заряженная цинковая пластина. В результате были установлены следующие закономерности, которым подчиняется фотоэффект:

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

• *наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение*;

• *разряжающее действие лучей пропорционально их энергии*;

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

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

Принципиальная схема установки, позволяющей получить вольтамперную характеристику фотоэлемента (зависимость фототока от напряжения), изображена на рис. 49.

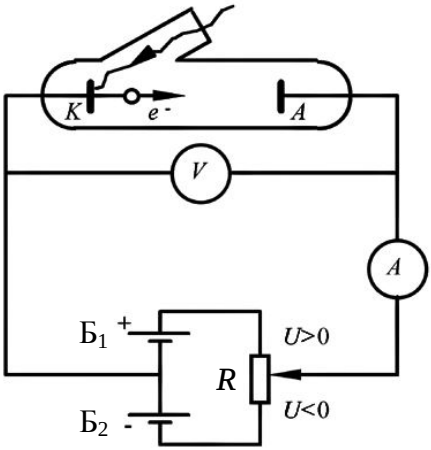


Рис. 49

В стеклянном баллоне, из которого откачан воздух, расположены два металлических электрода (анод *A* и катод *K*), поверхность которых тщательно очищена. Один из электродов (катод *K*) через кварцевое окошко освещался монохроматическим светом некоторой длины волны.

Вылетевшие из катода фотоэлектроны, достигая анода *A*, обеспечивают протекание в цепи электрического тока, который фиксируется гальванометром или миллиамперметром. Напряжение между анодом и катодом регулируется с помощью потенциометра *R* и измеряется вольтметром *V*. Две аккумуляторные батареи Б1 и Б2, включенные «навстречу друг другу», позволяют с помощью потенциометра изменять величину и знак напряжения *U*. При неизменном световом потоке измерялась зависимость силы фототока *I* от приложенного напряжения *U*.

На рис. 50 изображены кривые зависимости силы фототока *I* от напряжения *U*, соответствующие различным интенсивностям

светового потока (кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока). Частота света в обоих случаях одинакова. Положительное напряжение соответствует ускоряющему электрическому полю, в которое попадают вылетающие из катода электроны.

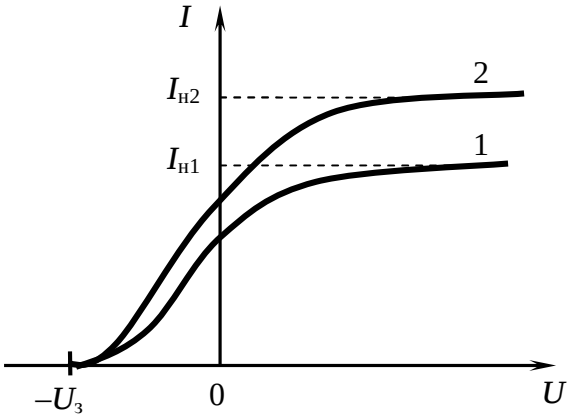


Рис. 50

Кривые показывают, что по мере увеличения напряжения U, фототок I постепенно возрастает, так как все большее число фотоэлектронов оказывается способным достигнуть анода A. При достаточно больших положительных напряжениях на аноде A фототок достигает максимального значения. *Максимальное значение тока, соответствующее таким значениям напряжения, при которых все электроны, вырванные светом из катода, достигают анода, называется* **фототоком насыщения**:

$$I_н = en,$$

где n – число фотоэлектронов, вылетающих с катода за промежуток времени 1 с;

e – элементарный заряд, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

При отрицательном напряжении испущенный катодом электрон попадает в тормозящее электрическое поле, преодолеть которое

он сможет, лишь имея определенный запас кинетической энергии. Существование фототока в области отрицательных напряжений объясняется тем, что фотоэлектроны, выбитые светом из катода, обладают отличной от нуля начальной кинетической энергией. За счет уменьшения этой энергии электроны могут совершать работу против сил задерживающего электрического поля и достигать анода, то есть

$$\frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = eU_з,$$

где m – масса электрона;

$U_з$ – задерживающее напряжение (напряжение, при котором фототок равен нулю);

υ_{max} – максимальная скорость фотоэлектронов.

В результате обобщения экспериментальных данных были сформулированы следующие **законы внешнего фотоэффекта**:

1. *Сила фототока насыщения, а следовательно, и количество фотоэлектронов, выбитых из катода в единицу времени, прямо пропорциональны интенсивности падающего излучения, если его спектральный состав остается неизменным.*

2. *Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты падающего монохроматического излучения и не зависит от его интенсивности.*

3. *Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, то есть минимальная частота света* ν_0 *или максимальная длина волны* λ_0, *при которой еще возможен внешний фотоэффект.*

Все эти закономерности в корне противоречили представлениям классической физики о взаимодействии света с веществом. Полностью объяснить их удалось только с позиции квантовой природы света, основателем которой стал М. Планк. Планк для объяснения теплового излучения твердых тел ввел понятие кванта электромагнитного излучения. Далее А. Эйнштейн развил гипотезу Планка, предположив, что свет не только излучается, но распространяется

и поглощается веществом отдельными квантами, которые были названы *фотонами*.

Фотон – *это незаряженная частица*. В теории относительности энергия частицы, обладающей отличной от нуля массой покоя, должна при приближении скорости частицы к скорости света возрастать до бесконечности. Но для фотона, движущегося со скоростью света, энергия конечна. Следовательно, фотон является уникальной частицей, имеющей *нулевую массу покоя*, *всегда движется со скоростью света* и *не может находиться в состоянии покоя*. *Если при неупругом столкновении с другой элементарной частицей фотон «останавливается», то он исчезает, передавая всю свою энергию этой частице*.

Из закона взаимосвязи массы и энергии можно определить:

• энергию фотона

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda};$$

• импульс фотона

$$p = mc = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda};$$

• массу фотона

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda},$$

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

ν и λ – частота и длина волны излучения;

c – скорость света в вакууме, $c = 2{,}99 \cdot 10^8$ м/с.

Для объяснения экспериментов по фотоэффекту в 1905 г. Эйнштейн предложил концепцию фотонов как частиц излучения, несущих квант энергии, и объяснил закономерности фотоэффекта, рассматривая процесс взаимодействия излучения с металлом как процесс неупругого соударения фотона со свободным электроном

металла. В таком процессе при взаимодействии с веществом фотон целиком передает всю свою энергию одному электрону. Часть этой энергии электрон может рассеять при столкновениях с атомами вещества, а часть затрачивается на преодоление потенциального барьера на границе металл–вакуум. Для этого электрон должен совершить работу выхода, зависящую от свойств материала катода. Наибольшая кинетическая энергия, которую может иметь вылетевший из катода фотоэлектрон, определяется законом сохранения энергии:

$$\frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = eU_з = h\nu - A_в . \qquad (3.6.1)$$

Из уравнения (3.6.1) следует, что график зависимости задерживающего напряжения от частоты излучения должен иметь вид прямой линии, наклон которой определяется постоянной Планка (рис. 51).

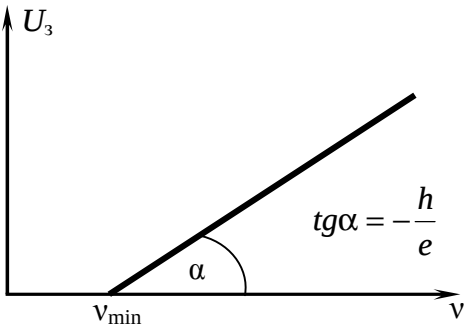


Рис. 51

Измерив этот наклон экспериментально для натрия, магния, меди и алюминия, Р. Милликен в 1914 г. с хорошей точностью вычислил значение постоянной Планка.

Записав уравнение (3.6.1) в виде

$$h\nu = A_в + \frac{m\upsilon_{max}^2}{2}, \qquad (3.6.2)$$

где $h\nu$ – энергия фотона;

$A_в$ – работа выхода электрона из металла;

$\frac{m\upsilon_{max}^2}{2}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Уравнение (3.6.2) является **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта** – *энергия падающего света расходуется на совершение электроном работы выхода из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону максимальной кинетической энергии*.

На основе уравнения Эйнштейна (3.6.2) можно объяснить все законы внешнего фотоэффекта:

1. Из уравнения (3.6.2) следует, что каждый фотоэлектрон испускается в результате поглощения одного фотона. Следовательно, общее число фотоэлектронов, выбитых с поверхности катода за единицу времени, пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на эту поверхность. Тогда число n фотоэлектронов, вылетающих с катода в единицу времени, пропорционально потоку Φ излучения:

$$n \approx \frac{\Phi}{h\nu}.$$

2. Так как для каждого вещества работа выхода $A_в$ электрона из металла имеет определенное значение, то из (3.6.2) следует, что максимальная скорость испускаемых фотоэлектронов, а следовательно и максимальная кинетическая энергия вылетевших фотоэлектронов определяется только частотой излучения

$$E_{max} = \frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = h\nu - A_в.$$

3. Так как фотоэффект наблюдается при условии $h\nu \geq A_в$, то красная граница фотоэффекта будет определяться как

$$h\nu_0 = A_в, \text{ откуда } \nu_0 = \frac{A_в}{h} \text{ или } \lambda_0 = \frac{hc}{A_в}.$$

Фотоэффект широко используется в науке и технике для регистрации и измерения световых потоков (фотометрия, спектрометрия в широкой области спектра, спектральный анализ вещества 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 применения фотоэлементов определяются *вольтамперной, световой* и *спектральной характеристиками*.

Зависимость фототока I от напряжения U на фотоэлементе при постоянном световом потоке Ф называется **вольтамперной характеристикой**.

Зависимость фототока насыщения I от величины светового потока Ф при постоянном напряжении U на фотоэлементе и при неизменном спектральном составе света называется **световой характеристикой**. При постоянном напряжении U величина фототока I должна быть прямо пропорциональна потоку световой энергии Φ, падающему на катод:

$$I = k\Phi ,$$

где k – *интегральная чувствительность фотоэлемента* – величина фототока, который дает фотоэлемент при освещении его белым светом при световом потоке в 1 лм.

Световая характеристика снимается при напряжении, соответствующем току насыщения. Согласно закону Столетова, эта зависимость должна быть строго линейной, однако в реальных фотоэлементах она может быть искажена рядом побочных явлений.

Зависимость фототока насыщения I от частоты ν *падающего света при постоянном световом потоке Ф и постоянном напряжении U на фотоэлементе называется* **спектральной характеристикой**. Спектральная характеристика также снимается при напряжении, соответствующем току насыщения для заданного светового потока.

Задание 1. Изучение световой характеристики фотоэлемента

Описание установки и метода измерений

В данной работе явление внешнего фотоэффекта изучается с помощью фотоэлемента СЦВ–4, схема включения которого приведена на рис. 52. Этот фотоэлемент представляет собой герметически закрытый стеклянный сферический баллон, из которого выкачан воздух. На одну половину внутренней поверхности баллона нанесен тонкий слой соединения Cs_3Sb. Этот слой и служит фотокатодом, обладающим малой работой выхода для электронов и, следовательно, красной границей фотоэффекта, находящейся в видимой части спектра. Максимальная чувствительность такого фотокатода лежит в области 400 нм. Металлический анод фотоэлемента имеет форму сферы и расположен в центральной части баллона.

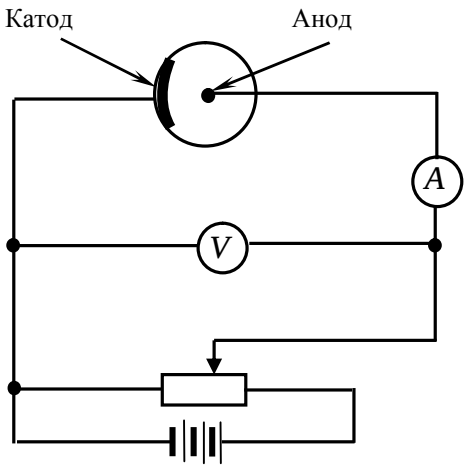


Рис. 52

Общий вид лабораторной установки представлен на рис. 53. Основными элементами установки являются: блок питания источника света *1*, на боковой поверхности которого расположена ручка потенциометра *2*, регулирующая яркость источника света; блок

питания фотоэлемента *3*, на верхней панели которого расположена ручка потенциометра *4*, регулирующая напряжение между анодом и катодом фотоэлемента *6*; источника света *5*; микроамперметра *7* и вольтметра *8*.

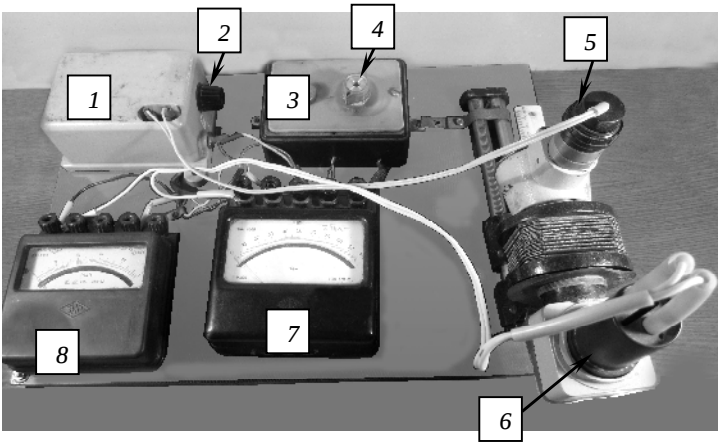


Рис. 53

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с установкой и, не включая ее, проверьте правильность собранной схемы. Определите цену деления вольтметра и микроамперметра.

2. Расположите источник света на минимальном расстоянии от фотоэлемента (рис. 53). Расстояние между источником света *5* и фотоэлементом *6* можно изменять, вращая диск *9* (рис. 54).

3. Включите установку в электрическую сеть.

4. Ручкой потенциометра *4* (рис. 53) установите напряжение между анодом и катодом фотоэлемента *6* выше 60 В. При этом показания амперметра будут соответствовать току насыщения.

5. С помощью ручки потенциометра *2* (рис. 53) добейтесь максимального отклонения стрелки микроамперметра *7*.

6. Увеличивая расстояние между источником света *5* и фотоэлементом *6* на 1 см от его минимального значения вращением диска *9* (рис. 54), определите величину тока насыщения $i_ф$ по показаниям

микроамперметра *7*. Отсчет ведите по линейке *10*, опуская на нее перпендикуляр, совмещенный с гранью подвижного элемента *11* (рис. 54). Полученные значения $i_ф$ занесите в табл. 1.

Все измерения проводите без изменения напряжения между анодом и катодом фотоэлемента.

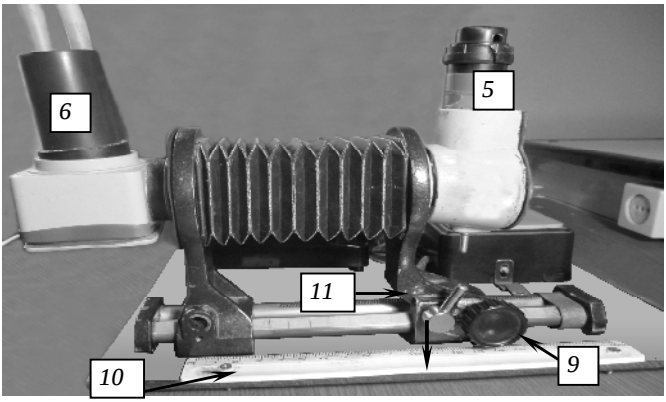


Рис. 54

Таблица

U_{max} =					
R, см	$i_ф$, мкА			*Ф*, лм	*k*, мкА/лм
	при увеличении	при уменьшении	среднее		
8					
9					
10					
11					
12					
13					
14					
15					
16					
17					

7. Затем, перемещая вращением диска *9* (рис. 54) источник света *5* в обратном направлении, проведите **(на тех же расстояниях)**

измерения фототока $i_ф$ насыщения. Полученные значения $i_ф$ занесите в табл. 1.

8. Вычислите световой поток по формуле $\Phi = \frac{IS}{R^2}$, где S – площадь светочувствительного слоя фотокатода; I – сила света осветителя; R – расстояние между источником света и фотоэлементом. Численные значения S и I приведены в приложении к установке.

9. Постройте световую характеристику фотоэлемента $i_ф = f(\Phi)$.

10. Определите интегральную чувствительность фотоэлемента k по тангенсу угла наклона линейной зависимости $i_ф = f(\Phi)$.

Задание 2. Изучение зависимости задерживающего напряжения от частоты падающего излучения. Определение постоянной Планка

Описание установки и метода измерений

Общий вид лабораторной установки представлен на рис. 55. Основными элементами установки являются: *1* – вольтметр; *2* – блок, содержащий светодиоды, фотоэлемент и источник их питания; *3* – микроамперметр.

Работу, которую необходимо совершить по вырыванию электрона из фотокатода, можно вычислить следующим образом:

$$A_в = e\varphi, \qquad (3.6.3)$$

где e – элементарный заряд, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл;
φ – потенциал выхода электрона.

Наибольшая кинетическая энергия, которую может приобрести вылетевший из катода фотоэлектрон, равна

$$\frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = eU_з, \qquad (3.6.4)$$

где $U_з$ – задерживающее напряжение.

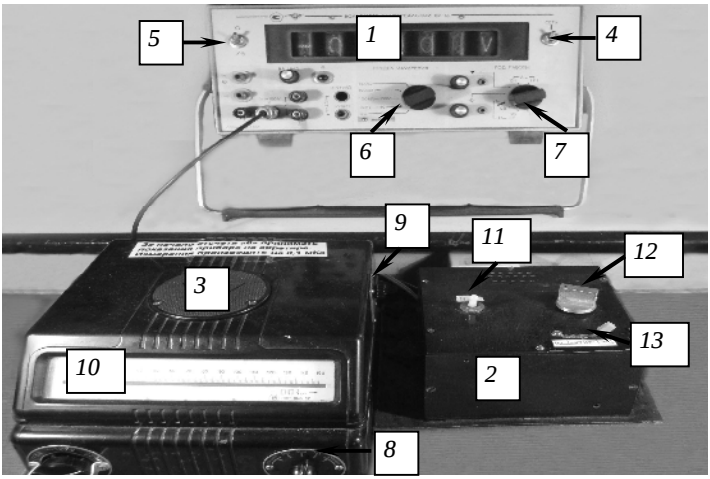


Рис. 55

С учетом выражений (3.6.3) и (3.6.4) уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта (3.6.2) можно записать в виде

$$h\nu = e\,\varphi + e\,U_з,$$

откуда

$$U_з = \frac{h\nu}{e} - \varphi\,.$$

Из полученного выражения следует, что задерживающее напряжение линейно зависит от частоты света, падающего на фотоэлемент. Если построить экспериментальную зависимость задерживающего напряжения $U_з$ от частоты падающего света, то из графика этой зависимости можно определить постоянную Планка и работу выхода электрона.

Для любой пары точек, находящихся на прямой зависимости $U_з = f(\nu)$ (рис. 56), можно соответственно записать следующее:

$$U_1 = \frac{h\nu_1}{e} - \varphi\,;$$

$$U_2 = \frac{h\nu_2}{e} - \varphi .$$

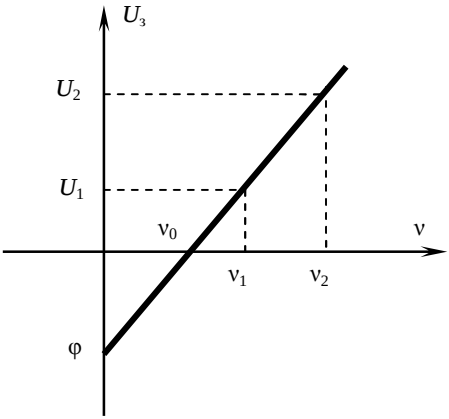


Рис. 56

Решая полученную систему из двух уравнений можно определить постоянную Планка:

$$h = \frac{e(U_2 - U_1)}{\nu_2 - \nu_1} . \qquad (3.6.5)$$

Для красной границы фотоэффекта ν_0 максимальная скорость фотоэлектронов и задерживающее напряжение $U_з$ равны нулю. Поэтому ν_0 определяется точкой пересечения прямой $U_з = f(\nu)$ с осью частот (рис. 56). Отрезок, отсекаемый продолжением прямой на оси $U_з$, равен потенциалу выхода φ электрона из фотокатода.

Порядок выполнения работы

1. Подготовьте вольтметр *1* и микроамперметр *3* к работе (см. рис. 55). Для этого:

– тумблер переключателя режима работы *5* установите в верхнее положение (при этом измерение ведется в автоматическом режиме);

– переключатель *6* **(«Предел измерений»**) установите в положение **«10 В»**;

– переключатель *7* (**«Род работы»**) установите в положение **«1s»**;

– переключатель *8* микроамперметра *2* установите в положение **«арретир»**;

– винтом *9* установите на шкале *10* микроамперметра **нуль**.

2. Включите в электрическую сеть вольтметр *1* и блок *2*.

3. Переведите тумблер *4* вольтметра в положение **«СЕТЬ»**.

4. На блоке *2* установите тумблер *11* в положение **«Вкл»**.

5. Включите красный светодиод переключателем *13*, расположенным на блоке *2*.

6. Переключатель *8* микроамперметра установите в положение **«1 мкА»**. При необходимости переключите в положение **«0,1 мкА»**.

7. Ручку потенциометра *12*, регулирующую напряжение между анодом и катодом фотоэлемента, установите в крайне левое положение. При этом вольтметр покажет нуль, а показания микроамперметра будут отличны от нуля.

8. Поворачивая ручку потенциометра *12* по часовой стрелке, подавайте отрицательное напряжение на анод фотоэлемента, увеличивая его величину до тех пор, пока ток в цепи фотоэлемента не упадет до 0. При этом вольтметр покажет задерживающее напряжение $U_з$. Повторите измерения три раза и полученные значения $U_з$ занесите в таблицу.

Таблица

Светодиод	λ, нм	ν, Гц	U_1, В	U_2, В	U_3, В	$\langle U_з \rangle$, В
красный	610	$4{,}92 \cdot 10^{14}$				
желтый	570	$5{,}22 \cdot 10^{14}$				
зеленый	520	$5{,}77 \cdot 10^{14}$				
синий	480	$6{,}25 \cdot 10^{14}$				

9. Проведите аналогичные измерения с желтым, зеленым и синим светодиодами. Результаты измерений занесите в таблицу.

10. Вычислите средние значения задерживающего напряжения $\langle U_з \rangle$ для каждого светодиода и этим значениям постройте график зависимости $U_з = f(\nu)$.

11. По формуле (3.6.5) вычислите постоянную Планка h, выбрав на графике зависимости $U_з = f(\nu)$ два значения задерживающего напряжения $\langle U_1 \rangle$ и $\langle U_2 \rangle$ и соответствующие им значения частот ν_1 и ν_2. Сравните вычисленное значение с теоретическим значением.

12. Определите по графику зависимости $U_з = f(\nu)$ красную границу фотоэффекта ν_0 для данного фотоэлемента и используя вычисленное значение постоянной Планка h рассчитайте работу выхода $A_в$ по формуле $A_в = h\nu_0$ в джоулях и электрон-вольтах.

13. По графику зависимости $U_з = f(\nu)$ определите потенциал выхода φ электрона из материала катода и по формуле (3.6.3) определите работу выхода $A_в$. Полученный результат для работы выхода сравните с результатом для работы выхода, полученным по формуле $A_в = h\nu_0$.

14. Сделайте выводы.

Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
2. Сформулируйте основные законы внешнего фотоэффекта.
3. Что такое задерживающее напряжение? От чего оно зависит для данного фотоэлемента?
4. Дайте определение работы выхода электрона из вещества. Как определяется работа выхода?
5. В чем суть квантовой теории света?
6. Объясните с квантовой точки зрения явление внешнего фотоэффекта.
7. Какая частица называется фотоном? Запишите выражения для энергии, массы и импульса фотона.
8. Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта в различных формах записи. Поясните смысл каждого слагаемого в этом уравнении.
9. Что называется красной границей внешнего фотоэффекта?
10. Какое значение тока называется фототоком насыщения? Как определяется фототок насыщения?
11. Что называется вольтамперной, спектральной и световой характеристиками фотоэлемента?

Лабораторная работа 3.7

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы: произвести градуировку монохроматора, измерить длины волн спектральных линий водорода в видимой области и определить постоянную Ридберга.

Теоретическое введение

Изучая линейчатый спектр атома водорода, И. Я. Бальмер в 1885 г. установил, что длины волн известных в то время девяти линий спектра могут быть вычислены по формуле

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

где $\lambda_0 = 3646{,}13$ Å;

$n = 3, 4, 5, \ldots, 11$ – целые числа.

Эту формулу обычно записывают в ином виде:

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где R' – постоянная Ридберга, $R' = 1{,}097 \cdot 10^7$ м$^{-1}$;

$n = 3, 4, 5, \ldots$;

ν^* – волновое число, $\nu^* = \frac{1}{\lambda}$.

Формулу Бальмера переписывают часто для частот соответствующих линий. Так как $\nu = \frac{c}{\lambda}$, то формула для частот будет иметь вид

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Бальмера},$$

где n = 3, 4, 5, 6, …;

R – постоянная Ридберга, $R = R'c = 3{,}289 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$.

В 1908 г. В. Ритц установил справедливость положения, называемого **комбинационным принципом Ритца**: *частоты спектральных линий излучения любого атома могут быть представлены в виде разности двух термов; составляя различные комбинации термов, можно найти все возможные частоты спектральных линий этого атома*:

$$\nu = T(m) - T(n), \qquad (3.7.1)$$

где $T(m)$ и $T(n)$ – спектральные термы, $T(m) = \frac{R}{m^2}$ и $T(n) = \frac{R}{n^2}$;

m и n – некоторые целые числа.

Для каждой определенной серии спектра атома водорода число m имеет постоянное значение. Изменяя число n от значения $m + 1$ до бесконечности, получаем частоты всех линий данной серии. Например, для серии Бальмера $T(m) = \frac{R}{2^2}$, $T(n) = \frac{R}{n^2}$, n = 3, 4, 5, … При неограниченном возрастании $n \to \infty$ $T(n) \to 0$ и частоты линий серии стремятся к пределу, которым является частота $\nu_{2\infty} = T(2) = \frac{R}{2^2}$, которая является границей серии Бальмера.

Таким образом, каждая серия имеет свою граничную частоту:

$$\nu_{m\infty} = T(m) = \frac{R}{m^2}.$$

В 1908 г. в инфракрасной части спектра атома водорода была обнаружена серия спектральных линий:

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Пашена},$$

где n = 4, 5, 6, …

Тщательные исследования спектра атома водорода показали, что в нем наблюдаются еще четыре серии спектральных линий (рис. 57):

– в ультрафиолетовой области спектра:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Лаймана},$$

где n = 2, 3, 4, 5, 6, …;

– в инфракрасной области спектра:

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Брэкета},$$

где n = 5, 6, 7, …;

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Пфунда},$$

где n = 6, 7, …;

$$\nu = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right) - \textit{серия Хэмфри},$$

где n = 7, 8, …

Все сериальные формулы спектра водорода могут быть выражены одной формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (3.7.2)$$

где m, n – целые числа, причем $n = m + 1, m + 2, m + 3$ и т. д.

Линия, соответствующая $n = m + 1$, называется *головной линией серии*, а линия, соответствующая $n = \infty$, называется *границей серии*.

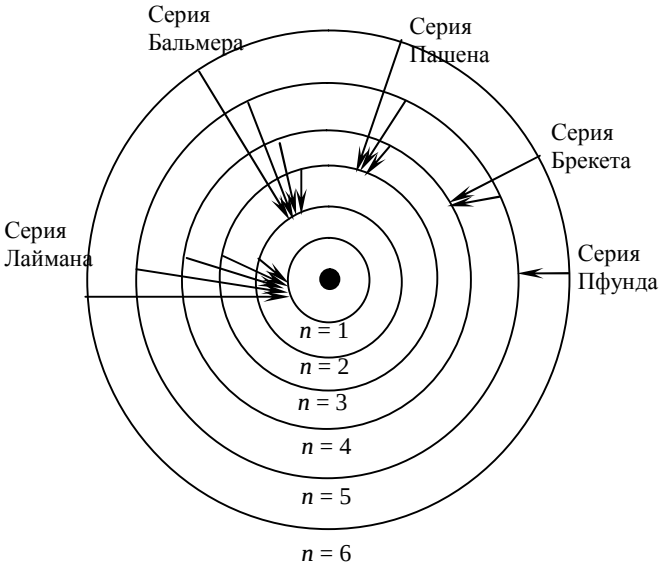


Рис. 57

В 1912 г. Э. Резерфордом была предложена ядерная модель атома, согласно которой, в ядре атома, малой по сравнению с объемом всего атома области с линейными размерами 10^{-15}–10^{-14} м, сосредоточен весь его положительный заряд и практически вся масса атома. Вокруг ядра в области с линейными размерами ~10^{-10} м движутся электроны, масса которых составляет лишь весьма малую долю массы ядра. Однако эта модель оказалась неспособной объяснить сам факт длительного существования атома, то есть его устойчивость и его спектр. Поэтому Н. Бор ввел некоторые ограничения на возможные состояния электронов в атоме, которые представляют собой постулаты теории.

Первый постулат Бора (*постулат стационарных состояний*): *существуют некоторые стационарные состояния атома, находясь в которых он не излучает энергии.*

Этим стационарным состояниям соответствуют вполне определенные (стационарные) орбиты, по которым движутся электроны. При движении по стационарным орбитам электроны, несмотря на наличие у них ускорения, не излучают электромагнитных волн.

Правило квантования орбит: *в стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь квантованные значения момента импульса, удовлетворяющие условию*

$$L_n = m\upsilon_n r_n = n\mathbf{h}\,, \tag{3.7.3}$$

где m – масса электрона;

υ_n – скорость электрона на n-й орбите;

r_n – радиус n-й орбиты;

$\mathbf{h}$ – постоянная Планка, $\mathbf{h} = \dfrac{h}{2\pi} = 1{,}055 \cdot 10^{-34}$ Дж · с;

n – номер орбиты.

Бор считал, что движение электрона в водородоподобной системе происходит по круговой орбите радиуса r под действием кулоновской силы притяжения электрона к ядру, играющей роль центростремительной силы:

$$\frac{m\upsilon^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\,. \tag{3.7.4}$$

Так как $\upsilon = \omega r$, где ω – угловая скорость вращения, то

$$\frac{m(\omega r)^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\,,$$

откуда

$$r^3 = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m\omega^2}\,.$$

Возведя правило квантования орбит (3.7.3) в квадрат, из двух последних формул получим радиус *n*-й орбиты электрона в атоме водорода:

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\varepsilon_0 \mathbf{h}^2}{Ze^2 m},$$

то есть *радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел n.*

При $n = 1$ для водорода ($Z = 1$) получим радиус первой орбиты электрона в атоме водорода (*первый боровский радиус*):

$$r_1 = a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 \mathbf{h}^2}{e^2 m} = 0{,}528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0{,}528 \text{ Å}.$$

Из (3.7.4) определим кинетическую энергию электрона:

$$\frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r}.$$

Полная энергия электрона в водородоподобной системе равна сумме его кинетической энергии и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра:

$$E = \text{К} + \text{П} = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (3.7.5)$$

Подставив в выражение (3.7.5) выражение для радиуса *n*-й орбиты получим, что полная энергия электрона в водородоподобной системе

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}. \qquad (3.7.6)$$

Второй постулат Бора (*правило частот*): *при переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается один квант энергии.*

Излучение происходит при переходе атома из состояния с большей энергией, в состояние с меньшей энергией (при переходе электрона с орбиты, более удаленной от ядра, на более ближнюю к ядру орбиту). Поглощение энергии сопровождается переходом атома в состояние с большей энергией, что соответствует переходу электрона на более удаленную от ядра орбиту.

Изменение энергии атома, связанное с излучением или поглощением электромагнитных волн, пропорционально частоте этих волн, то есть $\Delta E = h\nu$.

Правило частот Бора может быть записано в виде

$$E_n - E_m = h\nu_{nm},$$

при $E_n > E_m$ – излучение кванта; $E_n < E_m$ – его поглощение.

Преобразуя формулы (3.7.1) и (3.7.2) получим, что энергия атома водорода в определенном стационарном состоянии имеет вид

$$E_n = -\frac{Rh}{n^2},$$

где n = 1, 2, …, а спектральный терм связан с энергией атома формулой

$$T_n = \frac{E_n}{h} = \frac{R}{n^2}.$$

Таким образом, целые числа, входящие в сериальные формулы, определяют квантованные значения энергии атома (энергетические уровни атома водорода), соответствующие состояниям с n или m.

Теория Бора объясняет частоты линий в спектре атома водорода, но не объясняет их интенсивностей.

В 1924 г. французский физик Луи де Бройль, опираясь на представления о симметрии свойств в природе, высказал гипотезу

о том, что поскольку свет ведет себя в одних случаях как волна, а в других как фотон, то и материальные частицы должны обладать волновыми свойствами. Де Бройль предположил, что каждой частице, обладающей импульсом $p = m\upsilon$, должна соответствовать длина волны λ, связанная с импульсом p тем же соотношением, что и для фотона:

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon},$$

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

В дальнейшем гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально и послужила основой *квантовой механики*. В квантовой теории поведение микрочастицы описывают волновой функцией Ψ, которая выступает как основной носитель информации о корпускулярных и волновых свойствах микрочастиц.

Квадрат модуля волновой функции $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ определяет *плотность вероятности* того, что в заданный момент времени t квантовая частица находится в точке пространства с координатами x, y, z:

$$|\Psi|^2 = f(x, y, z, t).$$

Полная вероятность обнаружить частицу в объеме V, то есть вероятность достоверного события, равна интегралу по объему (*условие нормировки*):

$$\int |\Psi|^2 \, dV = 1.$$

Основным уравнением квантовой механики, определяющим волновую функцию, является уравнение Шредингера, которое для стационарных состояний (не зависящих от времени) имеет вид **(стационарное уравнение Шредингера)**:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\mathbf{h}^2}(E - U)\psi = 0,$$

где m – масса частицы;

$\Delta = \nabla^2$ – оператор Лапласа, в декартовой системе координат $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$;

$U(x, y, z, t)$ – энергия частицы во внешнем силовом поле.

Физический смысл имеет не сама волновая функция, а квадрат ее модуля, который трактуется как *плотность вероятности*. Так как плотность вероятности должна быть однозначной функцией и во всем пространстве не обращаться в бесконечность, то и волновая функция должна быть однозначной, конечной и непрерывной во всей рассматриваемой области пространства. Это требование приводит к тому, что уравнение Шредингера имеет решение не при любых значениях энергии. В частности, в применении к атому водорода имеет однозначные, конечные и непрерывные решения только при значениях энергии, удовлетворяющих уравнению (3.7.6), а *целое число n, определяющее энергетические уровни водородного атома, называется* **главным квантовым числом**.

На рис. 58 изображена диаграмма энергетических уровней атома водорода и указаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям. **Серию** *образуют линии, возникающие вследствие квантовых переходов на общий нижний энергетический уровень со всех более высоких уровней*.

Энергетическое состояние, соответствующее значению $n = 1$, *называется* ***основным***, или **нормальным состоянием**.

Все состояния с $n > 1$ называются *возбужденными*.

При возрастании n расстояние между соседними уровнями уменьшается, а энергия увеличивается (рис. 58). Значению $n = \infty$ соответствует состояние, в котором электрон бесконечно удален от ядра и не связан с ним. Поэтому изменение энергии при переходе атома из состояния $n = 1$ в состояние $n = \infty$ равно

$$E_1 - E_\infty = -h\nu_{1\infty} = -Rh.$$

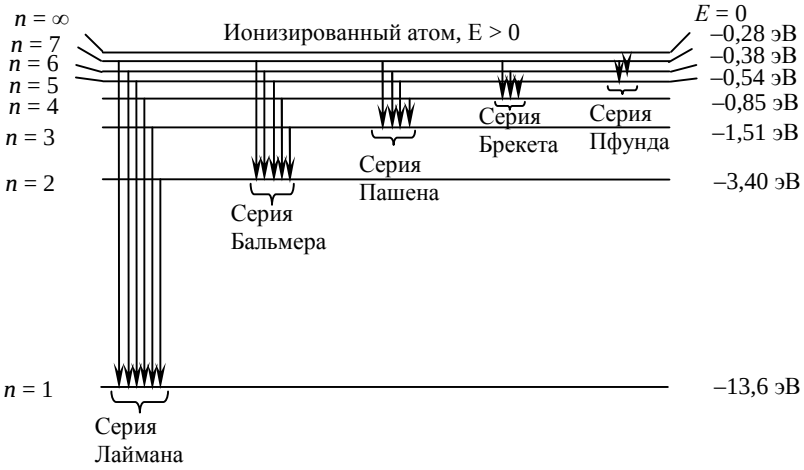


Рис. 58

Энергия, которую нужно затратить для того, чтобы электрон, находящийся в основном состоянии, удалить из атома, называется **энергией ионизации атома водорода**, и определяется следующей формулой:

$$E_i = h\nu_{1\infty} = Rh\,. \qquad (3.7.7)$$

Энергия ионизации связана с потенциалом ионизации:

$$E_i = e\varphi_i\,. \qquad (3.7.8)$$

Для атома водорода потенциал ионизации равен 13,53 В.

Описание лабораторной установки и метода измерений

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 59.

Основными элементами лабораторной установки являются: а) универсальный монохроматор *1*, который используется для работы в видимой области спектра; б) две газоразрядные лампы, наполненные парами ртути *3* и водородом *2*.

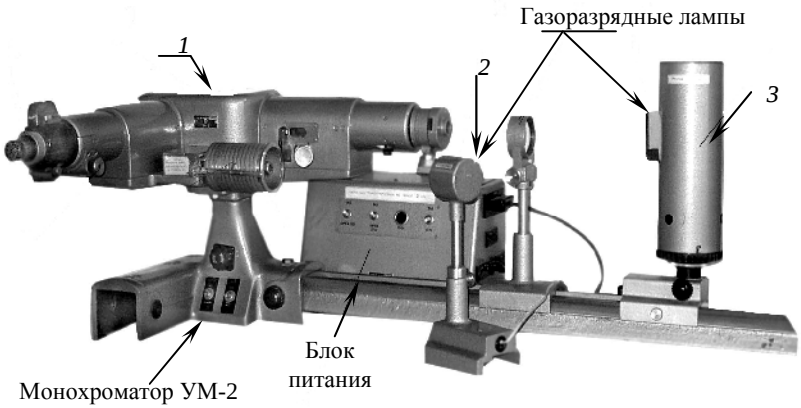


Рис. 59

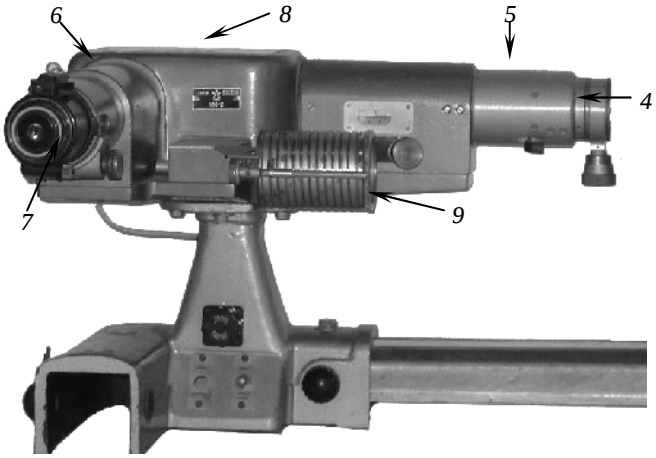


Рис. 60

Универсальный монохроматор, представленный на рис. 60, включает в себя коллиматор, состоящий из щели *4* и объектива *5*, и зрительную трубу, состоящую из объектива *6* и окуляра *7*. Коллиматор и зрительная труба расположены под углом 90º. Объективы можно перемещать вдоль оптической скамьи для фокусировки коллиматора и зрительной трубы.

В качестве диспергирующей системы используется призма постоянного отклонения *8*. Переход от одной области спектра к другой осуществляется с помощью барабана, вращение которого связано с поворотом призменного столика. По шкале барабана отмечается угол его поворота, который можно проградуировать по известному спектру. Ширина входной щели регулируется вручную.

Задание 1. Градуировка монохроматора

Порядок выполнения работы

1. Установите ртутную лампу на оптическую скамью на расстоянии 20–30 см от входной щели монохроматора (см. рис. 59).

2. С разрешения преподавателя или лаборанта подайте напряжение на электроды газоразрядной лампы, наполненной парами ртути. Подождите 3–5 минут для установления стационарного режима горения лампы.

3. Откройте затвор монохроматора и установите ширину входной щели 0,2–0,3 мм. Перемещением окуляра *7* (рис. 60) добейтесь резкого изображения остроконечного указателя, а перемещением объектива *5* коллиматора – резкого изображения спектральных линий.

4. Отрегулируйте ширину входной щели таким образом, чтобы две яркие желтые спектральные линии не перекрывались, а интенсивность остальных спектральных линий была достаточной для измерений.

5. Вращая барабан *9* поворотного механизма, последовательно подведите к остроконечному указателю все видимые линии спектра ртути и произведите отсчет по барабану. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

Цвет линии	λ, нм	Интенсивность	Деления шкалы барабана
Красный	690,7	Средняя	
Красный	671,6	Низкая	
Красно-оранжевый	623,4	Средняя	

Окончание таблицы 1

Цвет линии	λ, нм	Интенсивность	Деления шкалы барабана
Красно-оранжевый	612,3	Средняя	
Красно-оранжевый	607,2	Средняя	
Желтый	579,1	Высокая	
Желтый	577,0	Высокая	
Зеленый	546,1	Высокая	
Голубой	496,0	Низкая	
Голубой	491,6	Низкая	
Синий	435,8	Высокая	
Фиолетовый	407,8	Низкая	
Фиолетовый	404,7	Средняя	

6. Закончив измерения, выключите ртутную лампу.

7. По полученным данным постройте градуировочную кривую. По оси *y* отложите длины волн λ, а по оси *x* – деления шкалы барабана.

Задание 2. Изучение спектра атома водорода и определение постоянной Ридберга

Порядок выполнения работы

1. Включите газоразрядную лампу, наполненную водородом.

2. Выполните пункты 2 и 3 задания 1.

3. Произведите измерения линий спектра газоразрядной лампы в делениях шкалы барабана. Полученные данные занесите в табл. 2

Таблица 2

Цвет линии	Деления шкалы барабана	λ, нм	*m*	*n*	*R*, Гц	$R_{ср}$, Гц	φ, В
Красный			2	3			
Зеленый			2	4			
Фиолетовый			2	5			

4. Пользуясь градуировочным графиком задания 1, определите длины волн в нанометрах спектральных линий атома водорода.

5. По формуле (3.7.2) вычислите постоянную Ридберга R, используя значения длины волны λ. Определите среднее значение постоянной Ридберга $R_{ср}$. Сравните полученное значение постоянной Ридберга с теоретическим.

6. Используя формулы (3.7.7) и (3.7.8), где $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, а $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, вычислите потенциал ионизации φ_i атома водорода.

7. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте комбинационный принцип Ритца.
2. Запишите обобщенную формулу Бальмера и поясните величины, входящие в это выражение.
3. Что представляют собой атомные спектры?
4. Что такое серия спектральных линий? Какие серии спектральных линий наблюдаются в атоме водорода?
5. Что понимают под головной линией и границей серии?
6. Сформулируйте первый постулат Бора.
7. Сформулируйте и запишите правило квантования орбит.
8. Сформулируйте и запишите второй постулат Бора.
9. В каких случаях атом излучает, а в каких поглощает свет?
10. Что характеризует главное квантовое число?
11. Какое энергетическое состояние называются основным, а какие – возбужденными?
12. Что понимают под потенциалом ионизации атома?

Лабораторная работа 3.8

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ СОБСТВЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Цель работы: изучить зависимость сопротивления собственного полупроводника от температуры и определить величину энергии активации собственной проводимости.

Теоретическое введение

Квантово-механический подход к изучению состояния электронов в кристалле может быть реализован двумя приближенными методами:

1) *приближение сильной связи*, в основе которой лежит допущение, что энергия связи электронов с атомами значительно больше изменений энергии электронов;

2) *приближение слабой связи*, в основе которой 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. 61 показана зависимость энергии E электронных состояний кристалла от постоянной решетки d, то есть от расстояния между ближайшими атомами.

Пусть сначала 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, то есть энергетические уровни кристалла N-кратно вырождены. При уменьшении расстояния между атомами, 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, называется* **энергетической зоной** (рис. 61). 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* (например, кристалла).

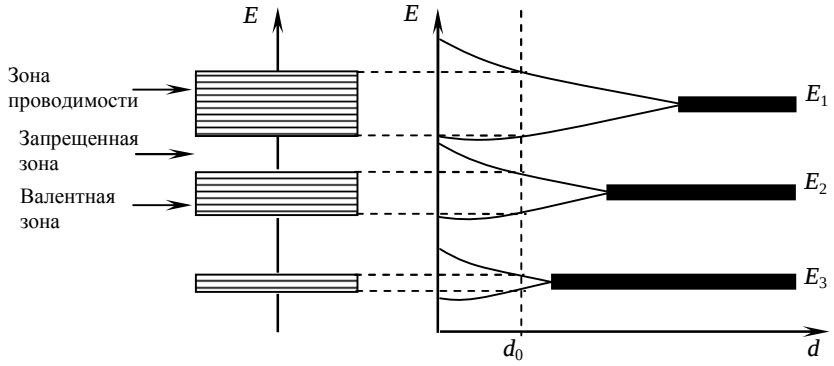


Рис. 61

Энергетические зоны разделены энергетическими интервалами, которые называются **запрещенными зонами**. В пределах запрещенных зон отсутствуют энергетические уровни электронов, то есть электронам кристалла «запрещено» иметь энергию в пределах

запрещенных зон. Ширина запрещенных зон очень мала (порядка нескольких электрон-вольт). *Электрон-вольтом* называется величина, численно равная работе, совершаемой силами электростатического поля при перемещении заряда, равного заряду электрона, из одной точки поля в другую, разность потенциалов между которыми равна одному вольту.

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:

$$f(E,T)=\frac{1}{e^{(E-E_F)/kT}+1}, \qquad (3.8.1)$$

где E_F – энергия Ферми, то есть энергия энергетического уровня, вероятность заполнения которого электроном равна 1/2;

k – постоянная Больцмана, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – абсолютная температура.

На рис. 62 показан график функции Ферми – Дирака для трех разных температур.

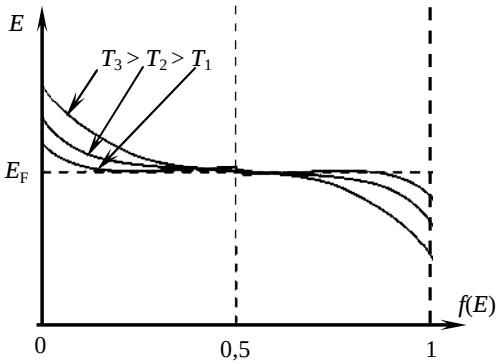


Рис. 62

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. 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 *называется энергетическая зона, которая при абсолютном нуле температуры полностью заполнена электронами и расположена по шкале энергии выше других полностью заполненных энергетических зон.*

Зона проводимости – *это энергетическая зона, расположенная по шкале энергий над валентной зоной.* Зона проводимости при абсолютном нуле температуры может быть пустой или заполненной электронами частично.

По характеру заполнения зон электронами можно выделить две большие группы веществ.

К первой группе относятся вещества, называемые *проводниками*, у которых при абсолютном нуле температуры над целиком заполненными зонами располагается зона, заполненная 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. 63, *а*), как, например, у бериллия и щелочно-земельных элементов. Кроме этого, частично заполненная зона проводимости может возникнуть при расщеплении атомарного энергетического уровня, не полностью заполненного электронами (рис. 63, *б*), как, например, у щелочных металлов. Наличие зоны, заполненной лишь частично, присуще *металлам*.

Ко второй группе относятся вещества, называемые *полупроводниками* или *диэлектриками*, у которых над целиком заполненными зонами располагаются пустые зоны. Типичным примером таких веществ являются химические элементы IV группы таблицы Менделеева: углерод в модификации алмаза, кремний, германий

и другие, которые относятся к полупроводникам и диэлектрикам. *Полупроводники* – это материалы, у которых ширина запрещенной зоны ΔE не очень велика и, как правило, не превышает 3 эВ (рис. 63, *в*). *Диэлектрики* – это материалы с широкой запрещенной зоной, $\Delta E > 3$ эВ (рис. 63, *г*).

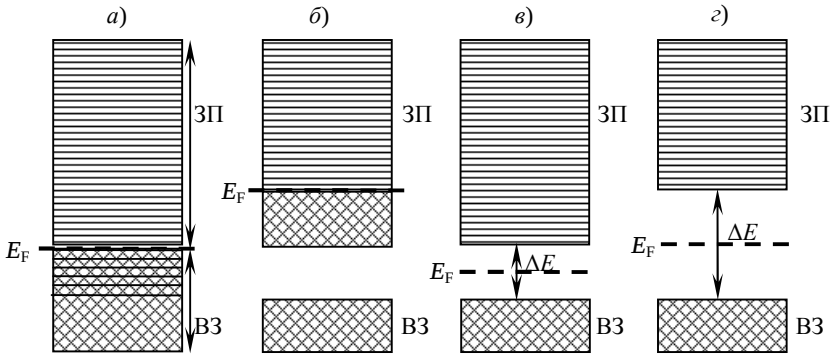


Рис. 63. Расположение энергетических волн в проводниках, полупроводниках и диэлектриках:
ВЗ – валентная зона; ЗП – зона проводимости

Целиком заполненные зоны в кристаллах называются *валентными*, а свободные или частично заполненные – *зонами проводимости*.

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, то есть 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 проводимости, так как на этих состояниях очень мало электронов. По этой же причине электроны в полностью заполненных энергетических зонах не участвуют в переносе 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. 64, *а*). 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, то есть являются изоляторами.

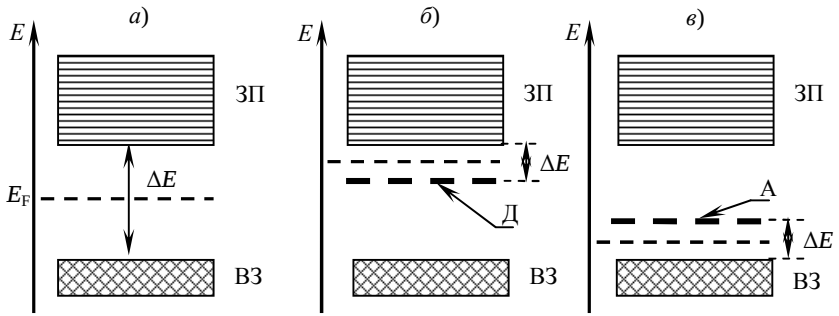


Рис. 64. Расположение уровня Ферми в полупроводниках:
ВЗ – валентная зона; ЗП – зона проводимости;
Д – уровень донорной примеси; А – уровень акцепторной примеси

При повышении температуры происходит перераспределение электронов по электронным состояниям валентной зоны и зоны

проводимости. В соответствии с функцией Ферми – Дирака (3.8.1) 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. 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, то есть ведут себя подобно положительно заряженным частицам. *Незаполненные электронные состояния валентной зоны получили название* **дырки**, *которые 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.

Рассмотрим возникновение собственной проводимости полупроводника на примере четырехвалентного кремния. В реальном кристалле полупроводника это происходит следующим образом. В кристаллической решетке кремния каждый атом связан ковалентными (парно-электронными) связями с четырьмя равноотстоящими от него соседними атомами. Условно такое расположение атомов изображено на рис. 65.

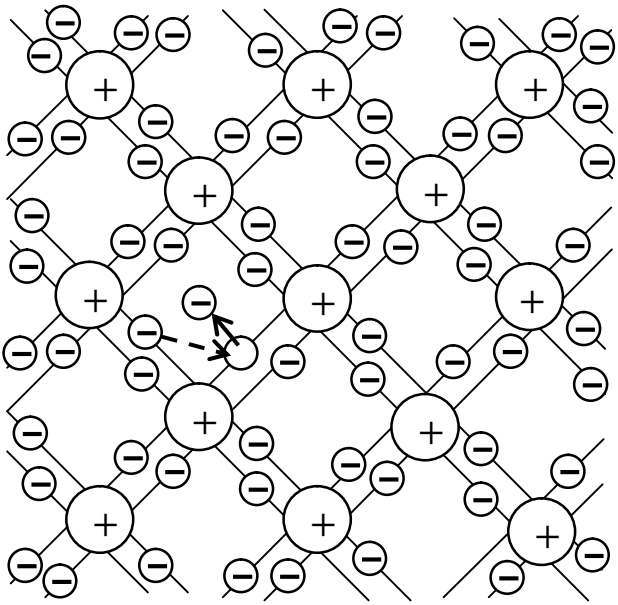


Рис. 65

В узлах кристаллической решетки расположены положительно заряженные части атома (за исключением валентных электронов, изображенных со знаком «–»). Двойные линии обозначают ковалентные связи.

Если один из электронов оставляет свое место, то в оставленном им месте возникает избыток положительного заряда. На освобожденное место может переместиться другой электрон и не скомпенсированный положительный заряд окажется в другом месте. Это равносильно тому, что положительно заряженная дырка переместилась в кристалле.

Следовательно, *в кристалле полупроводника с собственной проводимостью существует два типа носителей заряда: отрицательно заряженные электроны и положительно заряженные дырки.*

Рассмотрим с точки зрения зонной теории твердых тел. 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.

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*.

Характерной особенностью полупроводников является их способность существенно увеличивать проводимость при добавлении примесей в кристалл. *Проводимость полупроводника, обусловленная наличием примесей, называется* **примесной**, а полупроводники, содержащие примеси – *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 (рис. 66). 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 (рис. 64, *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.

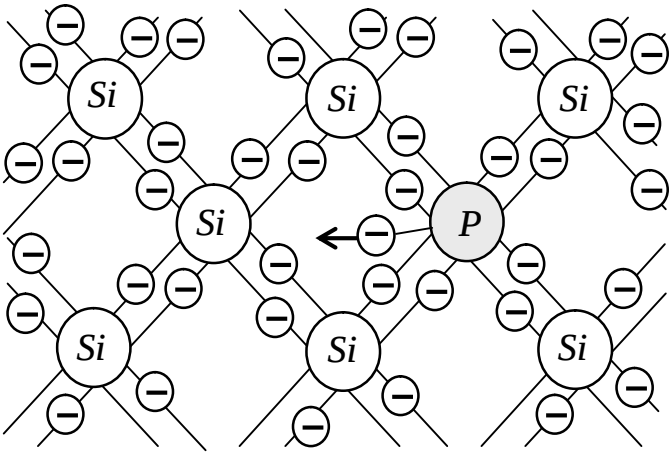


Рис. 66

Полупроводники с электронной проводимостью называют **полупроводниками *n*-типа** (от лат. *negative* – отрицательный), *а примеси, поставляющие электроны проводимости* – **донорными**.

Основными носителями заряда в полупроводниках *n*-типа являются электроны, а неосновными – дырки.

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 (рис. 67). 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, то есть является неполной. Незаполненное электронное состояние такой ковалентной связи расположено в запрещенной зоне полупроводника вблизи валентной зоны, образуя так называемый *энергетический уровень акцепторной примеси* (рис. 64, *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.

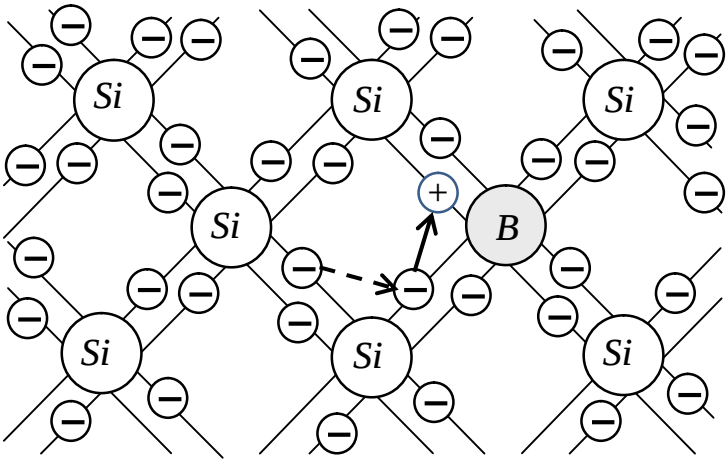


Рис. 67

Полупроводники с дырочной проводимостью называют **полупроводниками *p*-типа** (от лат. *positive* – положительный), *а примеси, приводящие к возникновению дырок, называют* **акцепторными**.

Основными носителями заряда в полупроводниках *p*-типа являются дырки, а неосновными – электроны.

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 располагается посередине между дном зоны проводимости и уровнем донорной примеси (рис. 64, *б*), а в полупроводниках *p*-типа – посередине между потолком валентной зоны и уровнем акцепторной примеси (рис. 64, *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. 68, *а*), так и в полупроводниках *p*-типа (рис. 68, *б*).

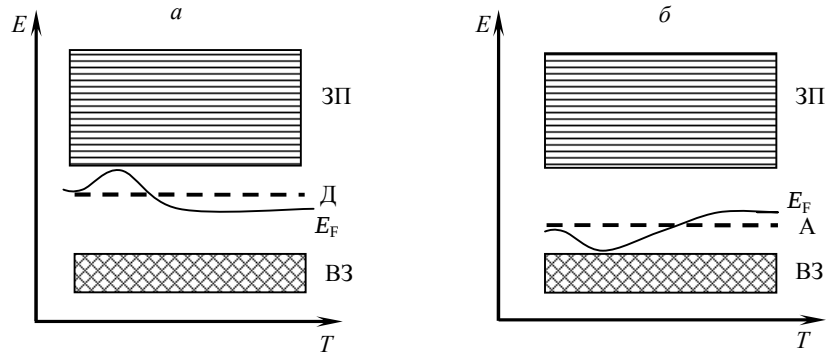


Рис. 68. Зависимость положения уровня Ферми от температуры:
ВЗ – валентная зона; ЗП – зона проводимости;
Д – уровень донорной примеси; А – уровень акцепторной примеси

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

$$j = en_n u_n + en_p u_p , \qquad (3.8.2)$$

где e – элементарный заряд, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл;

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 $n_n = n_p = n$. С учетом, что в не очень сильных электрических полях средняя скорость дрейфа носителей заряда прямо пропорциональна напряженности электрического поля E, получим

$$\vec{u}_n = \mu_n \vec{E}\,,\ \vec{u}_p = \mu_p \vec{E}\,,$$

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 (3.8.2) для плотности тока примет вид

$$j = en\left(\mu_n + \mu_p\right)E\,.$$

Сравнивая это выражение с законом Ома в дифференциальной форме

$$j = \sigma E\,,$$

получаем выражение для удельной проводимости собственного полупроводника:

$$\sigma = en\left(\mu_n + \mu_p\right).$$

При комнатной температуре тепловая энергия (kT = 0,026 эВ), как правило, на много меньше ширины запрещенной зоны полупроводника (ΔE = 1–3 эВ), поэтому для электронов на дне зоны проводимости разность $E - E_F$, входящая в распределение Ферми–Дирака (3.8.1) и равная половине ширины запрещенной зоны собственного полупроводника $\Delta E/2$, оказывается намного больше

тепловой энергии kT, следовательно, распределение Ферми–Дирака переходит в распределение Максвелла–Больцмана:

$$f(E,T) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \approx e^{-(E-E_F)/kT} \approx e^{-\Delta E/2kT}.$$

Концентрация электронов проводимости, а значит, и дырок пропорциональна функции $f(E, T)$:

$$n = n_0 e^{-\Delta E/2kT},$$

где n_0 – предельная концентрация носителей заряда в полупроводнике при $T \to \infty$.

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.

Следовательно, выражение для удельной электрической проводимости собственного полупроводника можно представить в виде

$$\sigma = e\left(\mu_n + \mu_p\right) n_0 e^{-\Delta E/2kT} = \sigma_0 e^{-\Delta E/2kT},$$

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 неодинаковы ($n_n \neq n_p$) и зависят от положения уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника, которое в свою очередь зависит от концентрации примесей и температуры. Концентрация носителей заряда в примесном

полупроводнике при выполнении условия $E - E_F >> kT$ может быть определена на основе распределения Максвелла – Больцмана:

$$n_n = n_{0n} e^{-(E_n - E_F)/kT}, \; n_p = n_{0p} e^{-(E_F - E_p)/kT},$$

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:

$$\sigma = e\mu_n n_{0n} e^{-(E_n - E_F)/kT} = \sigma_{0n} e^{-\Delta E_D/kT},$$

$$\sigma = e\mu_p n_{0p} e^{-(E_F - E_p)/kT} = \sigma_{0p} e^{-\Delta E_A/kT},$$

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} – не зависящие от температуры предэкспоненциальные множители.

Если изобразить температурную зависимость электрической проводимости 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 (рис. 69).

Так как энергии ионизации примесей ΔE_D и ΔE_A намного меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ΔE, то при низких температурах носители заряда главным образом образуются за счет ионизации примесей: 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.

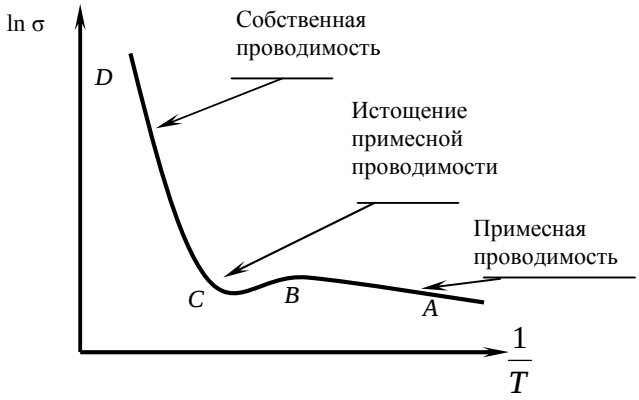


Рис. 69

Кроме этого, в примесном полупроводнике некоторое количество носителей заряда (электронов и дырок) возникает так же, как и в собственном полупроводнике – за счет перехода электронов 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 (см. участок *AB* на рис. 69). 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, 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, то есть происходит *истощение примесной проводимости* (см. участок *BC* на рис. 69).

Последующее нагревание полупроводника еще больше увеличивает концентрацию носителей заряда, образовавшихся при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости. В итоге их концентрация становится выше концентрации носителей заряда, возникших за счет ионизации примеси, то есть проводимость становится собственной (участок *CD* на рис. 69).

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки и ее принципиальная схема изображены на рис. 70, 71.

Исследуемый образец *1* полупроводника помещен в пробирку *2* с трансформаторным маслом (рис. 70, 71). В нее же помещен термометр *3*. Пробирка с образцом и термометром закреплена на крышке *4*. Для повышения температуры полупроводника пробирку с полупроводником и термометром опускают в трубчатый нагреватель *5*. Трубчатый нагреватель оборудован специальным штативом *6*, на котором может крепиться крышка с пробиркой. Сопротивление полупроводника измеряется универсальным вольтметром *7*.

После выполнения части эксперимента, связанной с нагреванием полупроводника, крышку с пробиркой, внутри которой в трансформаторном масле находятся полупроводник и термометр, закрепляют на штативе *6* и измеряют сопротивление полупроводника в процессе его остывания.

В данной работе исследуется собственная проводимость полупроводника, удельная электрическая проводимость которого описывается выражением

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta E/2kT}.$$

Из этого выражения видно, что с ростом температуры удельная проводимость возрастает по экспоненциальному закону. Эту зависимость графически удобно представить в полулогарифмическом масштабе, то есть

$$\ln\sigma = -\frac{\Delta E}{2kT}\ln\sigma_0 .$$

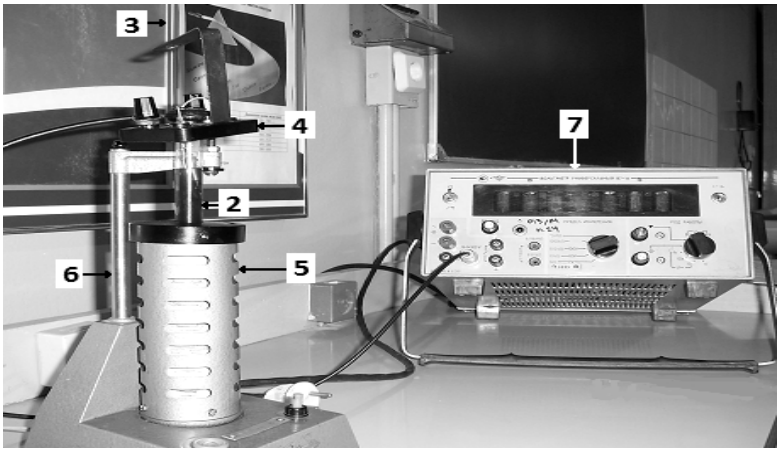


Рис. 70

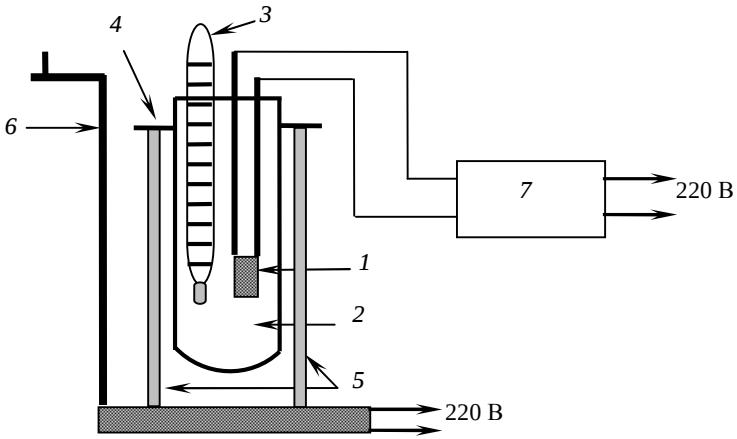


Рис. 71

На рис. 72 представлен график зависимости $\ln\sigma$ от $1/2kT$, представляющий прямую линию, отсекающую от оси ординат отрезок,

равный ln σ_0. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен энергии активации собственной проводимости, то есть ширине запрещенной зоны полупроводника (ΔE = tg α).

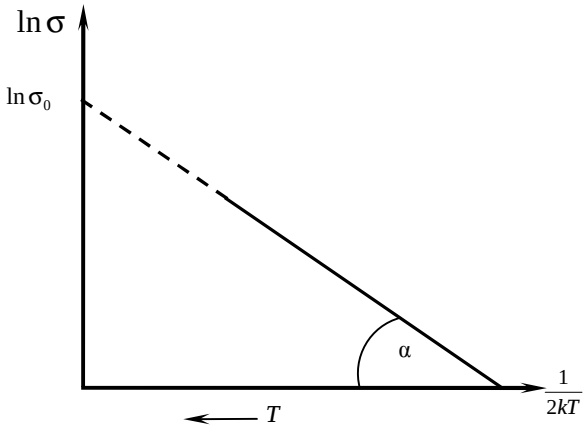


Рис. 72

Исследовав экспериментально зависимость собственной проводимости полупроводника от температуры, и построив такой график, можно определить коэффициент σ_0 и ширину ΔE запрещенной зоны полупроводника.

Удельное сопротивление полупроводника обратно пропорционально удельной проводимости, следовательно, его можно представить в виде

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_0} e^{\Delta E / 2kT} = \rho_0 e^{\Delta E / 2kT}.$$

Так как сопротивление материала прямо пропорционально удельному сопротивлению этого же материала, то его можно представить в виде

$$R = R_0 e^{\Delta E / 2kT}.$$

Соответственно, сопротивления R_1 и R_2 полупроводника при температурах T_1 и T_2 выражаются формулами

$$R_1 = R_0 e^{\Delta E / 2kT_1}, \; R_2 = R_0 e^{\Delta E / 2kT_2}.$$

Разделим первое из этих уравнений на второе и прологарифмируем:

$$\frac{R_1}{R_2} = e^{\Delta E (T_2 - T_1) / 2kT_1T_2 \cdot},$$

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = \frac{\Delta E (T_2 - T_1)}{2kT_1T_2}.$$

Отсюда энергия активации собственной проводимости полупроводника равна

$$\Delta E = \frac{2kT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}. \qquad (3.8.3)$$

где k – постоянная Больцмана, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с расположением и назначением всех элементов установки (см. рис. 70, 71).

2. Поместите пробирку *2* с образцом полупроводника *1* в трубчатый нагреватель *5*. С разрешения преподавателя включите универсальный вольтметр *7* и трубчатый нагреватель *5* в сеть.

3. Включите нагрев трубчатого нагревателя *5*.

4. По мере увеличения температуры от 20 °С до 80 °С измеряйте сопротивление полупроводника через каждые 10 °С, снимая значения с универсального вольтметра *7*. Результаты измерений занесите в табл. 1.

5. По достижении температуры образца 70 °С отключите трубчатый нагреватель *5*, при этом температура продолжит расти до 80 °С.

6. При достижении температуры образца 80 °С измерьте сопротивление образца, а затем извлеките пробирку *2* с исследуемым образцом из нагревателя *5* и закрепите ее на штативе *6*.

7. По мере уменьшения температуры от 80 °С до 20 °С измеряйте сопротивление полупроводника через каждые 10 °С. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

		Нагревание	Охлаждение	
i	T, °С	R, Ом	R, Ом	$R_{\text{сред}}$, Ом
1	20			
2	30			
3	40			
4	50			
5	60			
6	70			
7	80			

8. Рассчитайте средние значения сопротивления для каждой температуры. Полученные значения занесите в табл. 1.

9. По средним значениям сопротивления постройте график зависимости сопротивления полупроводника от температуры $R = f(T)$.

10. Перенесите средние значения сопротивления для каждой температуры в табл. 2.

Таблица 2

T_1, °С	R_1, Ом	T_2, °С	R_2, Ом	ΔE,	$\Delta E_{\text{сред}}$,	δE,	$\delta E_{\text{сред}}$,
80		50					
70		40					
60		30					

11. По формуле (3.8.3) вычислите энергию активации полупроводника ΔE для трех интервалов температур.

12. Вычислите среднее значение энергии активации $\Delta E_{\text{сред}}$, абсолютную погрешность δE и ее среднее значение $\delta E_{\text{сред}}$.

13. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе и запишите результат в виде $\Delta E = \Delta E_{\text{сред}} \pm \delta E_{\text{сред}}$.

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 физический смысл у функции распределения Ферми–Дирака?
4. Каковы особенности заполнения энергетических зон электронами в металлах, полупроводниках и диэлектриках?
5. Поясните, каким образом появляются носители заряда в полупроводниках и диэлектриках?
6. Объясните, что такое собственная и примесная проводимость полупроводников.
7. Какие полупроводники называются полупроводниками *n*-типа? Какие носители зарядов у них являются основными?
8. Какие полупроводники называются полупроводниками *p*-типа? Какие носители зарядов у них являются основными?
9. Что называется энергией активации собственной проводимости полупроводника? Чему она равна?
10. Как зависит удельная проводимость собственного и примесного полупроводника от температуры?

Лабораторная работа 3.9

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Цель работы: изучить явления, возникающие при контакте различных металлов, и природу термоэлектрических явлений; освоить методику градуировки термопары и определить дифференциальную ЭДС термопары.

Теоретическое введение

В 1795 г. итальянский физик А. Вольта экспериментально обнаружил, что при контакте двух различных металлов между ними возникает разность потенциалов. **Контактной** *называется разность потенциалов, которая возникает между двумя разными металлами* (*или металлом и полупроводником, или двумя полупроводниками*), *если их привести в соприкосновение в условиях термодинамического равновесия*. В результате обобщения экспериментальных фактов Вольта установил два закона **(законы Вольта):**

1) *при соединении двух различных металлов между ними возникает контактная разность потенциалов, которая зависит только от их химического состава и температуры*;

2) *разность потенциалов между концами разомкнутой электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных металлических проводников, находящихся при одинаковой температуре, не зависит от химического состава промежуточных проводников и равна контактной разности потенциалов, возникающей при непосредственном соединении крайних проводников*.

Рассмотрим систему двух металлов с различными работами выхода и различными значениями энергии Ферми. Работой выхода электрона из металла *называется минимальная энергия, которую нужно сообщить электрону в металле, чтобы он вылетел за пределы металла*:

$$A = e\varphi,$$

где φ – потенциал выхода (потенциал металла);

e – элементарный заряд, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Работа выхода характеризует поверхность металла. Металлическое тело представляет для валентных электронов потенциальную «яму» глубиной $E_\text{р}$ (рис. 73). Полная энергия электрона в металле определяется суммой потенциальной $E_\text{р}$ и кинетической E_k энергий. При $T = 0K$ значения кинетической энергии электронов проводимости заключены в пределах от нуля до величины $E_{\max} = \varepsilon_F$. Тогда работу выхода A можно определить как разность глубины потенциальной ямы и уровня Ферми:

$$A = E_\text{р} - \varepsilon_F .$$

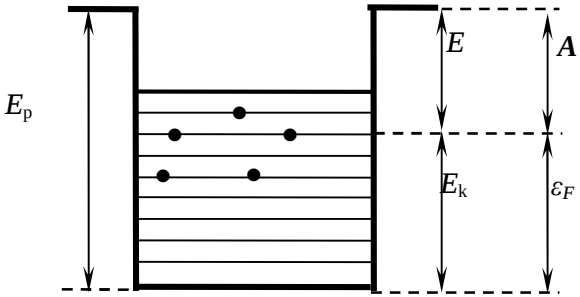


Рис. 73

Для определенности выберем случай, когда $A_1 < A_2$ и и $\varepsilon_{F1} > \varepsilon_{F2}$ (рис. 74, *а*). Металлы не заряжены и не образуют вокруг себя электрического поля.

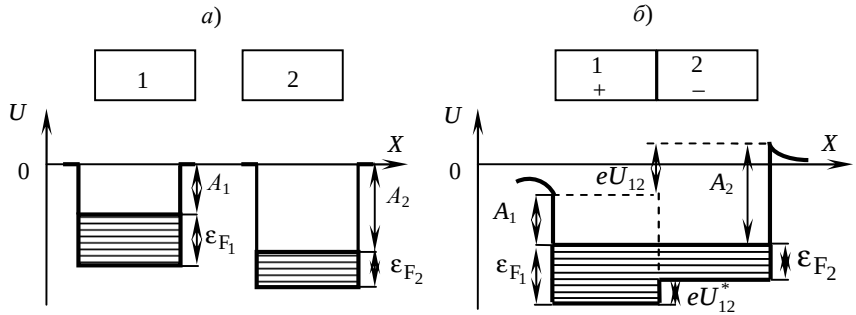


Рис. 74

Приведем эти металлы в тесное соприкосновение (или контакт). Между двумя проводниками, приведенными в соприкосновение, происходит обмен электронами, то есть начнется переход свободных электронов из металла 1 в металл 2 и наоборот. Но так как работа выхода металла 1 меньше, чем у металла 2, и, следовательно, полная энергия Ферми в металле 1 большая, чем полная энергия в металле 2, то число свободных электронов, переходящих из металла 1 в металл 2 будет большее, чем число электронов, переходящих через контакт, в противоположном направлении. В результате этого металл 1 постепенно заряжается положительно, а металл 2 – отрицательно. Поэтому потенциальная яма металла 1 опускается, а металла 2 поднимается.

Это будет происходить до тех пор, пока потоки электронов в обоих направлениях не уравновесятся и во всей системе уровень Ферми станет одинаковым (рис. 74, *б*). Дальнейшее преимущественное перетекание зарядов будет невозможным, поскольку устанавливается динамическое равновесие. При этом проводник с меньшей работой выхода зарядится положительно, а большей – отрицательно.

Потенциалы металлов постоянны ($\varphi_1 = \text{const}$, $\varphi_1 = \text{const}$), но они не равны между собой. Сравним потенциальные энергии электронов. Для этого поместим вблизи поверхности металла 1 металл 2. Потенциальная энергия электрона находящегося вблизи поверхности металла 1 в рассматриваемом случае меньше потенциальной энергии электрона, расположенного вблизи поверхности металла 2 на величину

$$A_{в2} - A_{в1} = e(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Величина, равная разности потенциалов выхода для второго и первого металлов, называется **внешней контактной разностью потенциалов**:

$$U_{12} = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{A_{в2} - A_{в1}}{e},$$

Разность потенциалов устанавливается между точками, лежащими вне металлов в непосредственной близости к их поверхности.

Как видно из рис. 74, *б* потенциал на поверхности металла 1 будет на U_{12} выше, чем на поверхности металла 2.

Между внутренними точками металлов в двойном электрическом слое, образующемся в приконтактной области (контактном слое), также имеется разность потенциалов. *Разность потенциалов, которая обусловлена разностью кинетических энергий электронов на уровнях Ферми приведенных в контакт металлов, называется* **внутренней контактной разностью потенциалов**:

$$U_{12}^{*} = \frac{\varepsilon_{F1} - \varepsilon_{F2}}{e}.$$

Величина внутренней контактной разности потенциалов зависит от природы металлов и их температуры. Согласно молекулярно-кинетической теории давление идеального газа определяется как

$$p = nkT,$$

где n – концентрация молекул (в рассматриваемом случае – концентрация электронов проводимости);

k – постоянная Больцмана, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – абсолютная температура.

Поэтому даже при одной и той же температуре давление электронного газа в двух металлах будет различным, если $n_1 \neq n_2$, и, как следствие, возникнет перепад давлений, который приведет к диффузии электронов из одного металла в другой. Диффузия будет происходить до тех пор, пока электрическое поле, возникающее в результате перемещения электронов, не компенсирует перепад давлений. При этом величина внутренней контактной разности потенциалов будет равна

$$U_{12}^{*} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right), \qquad (3.9.1)$$

где n_1 и n_2 – концентрация электронов проводимости соответственно в первом и втором металлах.

Выражение (3.9.1) представляет собой ***первый закон Вольты*** и показывает, что внутренняя контактная разность потенциалов зависит только от температуры и химической природы контактирующих металлов.

Величина контактной разности потенциалов между концами цепи из m последовательно соединенных различных металлов при одинаковой температуре всех контактов равна

$$U_{1m}^{*} = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) + \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_2}{n_3}\right) + \ldots\ldots + \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_{m-1}}{n_m}\right) = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_m}\right).$$

Как видно из выражения, величина контактной разности потенциалов действительно не зависит от химической природы промежуточных металлов (***второй закон Вольты***).

Немецкий физик Т. Зеебек в 1821 г. обнаружил, что *если спаи двух разнородных металлов, образующих замкнутую цепь, поддерживать при различных температурах, то в цепи течет электрический ток, называемый термоэлектрическим*. Это явление получило название **явления Зеебека**.

Для поддержания постоянного тока в цепи необходимо постоянство разности температур контактов: к более нагретому контакту надо непрерывно подводить теплоту, а от холодного – непрерывно отводить.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух различных металлов (рис. 75), причем температуры контактов неодинаковы. В этом случае *суммарная разность потенциалов по замкнутому контуру*, называемая термоЭДС ε_T, не равна нулю. ТермоЭДС возникает в основном по двум причинам:

– *первая причина* – различие внутренних контактных разностей потенциалов при различных температурах.

В каждом из контактов устанавливается равновесная внутренняя контактная разность потенциалов. Тогда алгебраическая сумма внутренних контактных разностей потенциалов будет равна

$$\varepsilon_T = U_{12}^* + U_{21}^* = \frac{kT_1}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) + \frac{kT_2}{e}\ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \frac{k}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)(T_1 - T_2).$$

– *вторая причина* обусловлена тем, что при различных температурах контактов вдоль каждого металла существует градиент температуры (рис. 76). В этом случае концентрация электронов с более высокой энергией у конца с большей температурой выше, чем у конца с меньшей температурой.

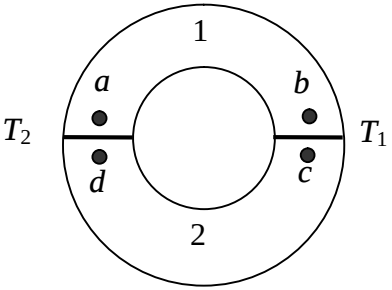


Рис. 75

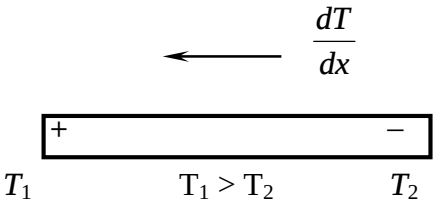


Рис. 76

При наличии градиента температуры происходит диффузия электронов, причем поток электронов, определяющийся числом электронов, проходящих в единицу времени через единичную перпендикулярно расположенную площадку, от горячего конца к более холодному больше, чем встречный. Поэтому более горячий

конец металлического проводника заряжается положительно, а холодный – отрицательно. При некоторой разности потенциалов наступает состояние динамического равновесия. Приближенно можно считать, что

$$\Delta\varphi = \beta(T_1 - T_2),$$

где β – коэффициент, не зависящий от температуры и имеющий для каждого металла свое значение.

Указанные выше две причины ведут к образованию термоЭДС, которую по классической теории можно записать в виде

$$\varepsilon_T = U_{12}^* + U_{21}^* + \Delta\varphi = \frac{k}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right)(T_1 - T_2) + (\beta_1 - \beta_2)(T_1 - T_2).$$

После преобразования получим

$$\varepsilon_T = \left(\frac{k}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) + (\beta_1 - \beta_2)\right)(T_1 - T_2) = \alpha_{12}(T_1 - T_2),$$

где $\alpha_{12} = \frac{k}{e}\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) + (\beta_1 - \beta_2)$ – величина, характеризующая свойства контакта данных двух металлов и называемая *удельной термоЭДС*.

В общем случае для большого интервала температур из-за вклада, обусловленного зависимостью энергии Ферми от температуры, величина термоЭДС нелинейно зависит от разности температур контактов. В связи с этим для характеристики термоэлектрических свойств термопары используют *дифференциальную термоЭДС*, которая равна термоэлектродвижущей силе, возникающей при разности температур спаев в 1 К и определяется как

$$\alpha = \frac{\varepsilon_T}{\Delta T}.$$

В 1834 г. Ж. Пельтье обнаружил, *что при протекании электрического тока через контакт двух разнородных проводников на контакте в дополнение к джоулевой теплоте выделяется или поглощается теплота*. Причем если в данном контакте при одном направлении тока тепло выделяется, то при противоположном направлении тока – поглощается. Это явление получило название явления Пельтье и оно является обратным по отношению к явлению Зеебека.

Теплота Q_{12}, выделенная или поглощенная в спае, пропорциональна заряду q, прошедшему через спай:

$$Q_{12} = \Pi_{12}\, q = \Pi_{12}\, I\, t\,,$$

где Π_{12} – коэффициент Пельтье, зависящий от природы материалов;

I – сила тока;

t – время протекания тока.

Объяснить явление Пельтье в случае контакта двух веществ с одинаковым типом носителей тока можно следующим образом: электроны (или дырки) по разную сторону контакта обладают различной средней энергией, которая равна сумме кинетической и потенциальной энергий. При переходе через контакт электроны или передают избыточную энергию кристаллической решетке, или пополняют недостаток энергии за ее счет (в зависимости от направления тока). Тогда в первом случае вблизи контакта выделяется теплота Пельтье, а во втором – поглощается.

На основе термоэлектрических явлений наиболее широкое распространение получили термопары, позволяющие с высокой точностью (до 0,01 К) измерять температуру в широком интервале. Для этого термопару предварительно градуируют, то есть измеряют зависимость термоЭДС от разности температур спаев, и по ней определяют дифференциальную термоЭДС.

Задание № 1. Изучение явления Зеебека

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки и ее принципиальная схема изображены на рис. 77, 78. Основными элементами лабораторной

установки являются: а) исследуемая термопара *1* помещенная в пробирку *2* с трансформаторным маслом. В нее же помещен термометр *3*. Пробирка с термопарой и термометром закреплена на крышке *4*; б) трубчатый нагреватель *5*, в который помещается пробирка *2* с термопарой *1* и термометром *3*; в) милливольтметр *7* измеряющий термоЭДС.

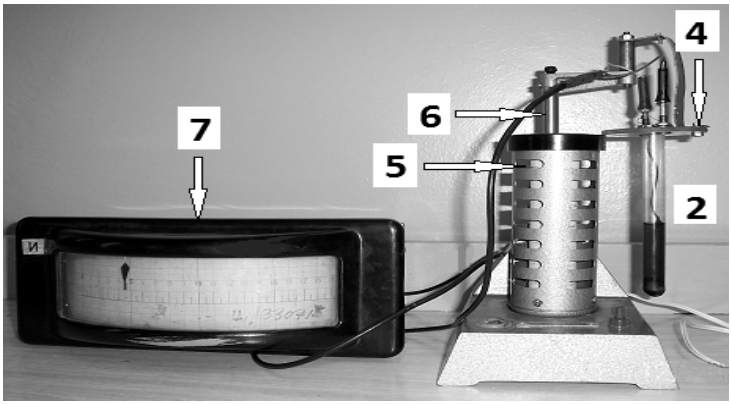


Рис. 77

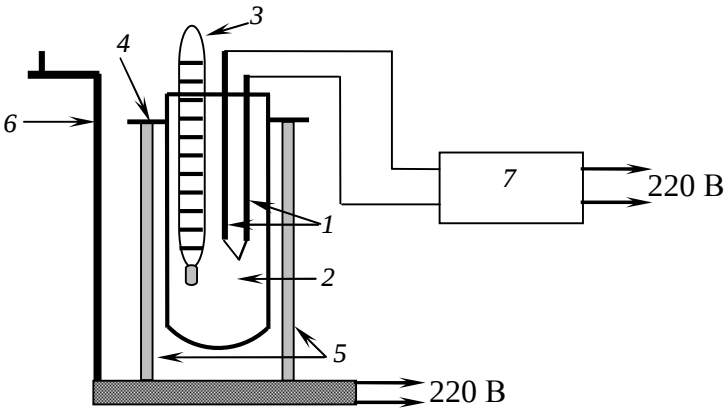


Рис. 78

ТермоЭДС возникает за счет разности температур спая термопары, помещенного в нагреватель, и температуры T_0 контакта на вольтметре, которая соответствует температуре окружающей среды.

Трубчатый нагреватель оборудован специальным штативом *6*, на котором может крепиться крышка с пробиркой. После выполнения части эксперимента, связанной с нагреванием термопары, крышку с пробиркой, внутри которой находятся термопара и термометр, закрепляют на штативе и измеряют термоЭДС в процессе остывания.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с расположением и назначением всех элементов установки (см. рис. 77).

2. Определите по термометру температуру t_0 окружающей среды. Занесите ее значение в табл. 1.

3. Опустить пробирку *2*, в которой находится спай термометры *1* и термометр *3* в трубчатый нагреватель *5*.

4. С разрешения преподавателя включите милливольтметр *7* и трубчатый нагреватель *5* в сеть.

5. Включите нагрев трубчатого нагревателя *5*.

6. По мере увеличения температуры от 20 °С до 80 °С отсчитывайте показания милливольтметра *7* через каждые 10 °С. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

T_0 = °С		Нагревание	Охлаждение	
i	T, °С	ε_T, мВ	ε_T, мВ	$<\varepsilon_T>$, мВ
1	20			
2	30			
3	40			
4	50			
5	60			
6	70			
7	80			

7. По достижении температуры образца 70 °С отключите трубчатый нагреватель *5*, при этом температура продолжит расти до 80 °С.

8. При достижении температуры образца 80 °С снимите показание милливольтметра *7*, а затем извлеките пробирку *2* с исследуемым образцом из нагревателя *5* и закрепите ее на штативе *6*.

9. По мере уменьшения температуры от 80 °С до 20 °С проведите измерения через каждые 10 °С в обратном порядке. Результаты измерений занесите в табл. 1.

10. Рассчитайте средние значение термоЭДС для каждой температуры. Полученные значения занесите в табл. 1.

11. По средним значениям термоЭДС постройте график зависимости термоЭДС от разности температур между контактами $\langle \varepsilon_T \rangle = f(T - T_0)$.

12. Перенесите средние значения термоЭДС для каждой температуры в табл. 2.

Таблица 2

T_1, °С	ε_{T1}, мВ	T_2, °С	ε_{T2}, мВ	α,	$\alpha_{сред}$,	Δα,	$\Delta\alpha_{сред}$,
80		50					
70		40					
60		30					

13. Вычислите дифференциальную термоЭДС α для трех интервалов температур по формуле $\alpha = \dfrac{\langle \varepsilon_T \rangle}{(T - T_0)}$.

14. Вычислите среднее значение дифференциальной термоЭДС $\alpha_{сред}$, абсолютную погрешность Δα и ее среднее значение $\Delta\alpha_{сред}$.

15. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе и запишите результат в виде $\alpha = \alpha_{сред} \pm \Delta\alpha_{сред}$.

Задание № 2. Изучение явления Пельтье

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки и ее принципиальная схема изображены на рис. 79, 80. Основными элементами лабораторной

установки являются: а) источник постоянного тока *1*; б) амперметр *2*; в) два металлических образца *3* и *4*; г) элемента Пельтье *5*; д) термопары *6* которыми контролируется разность температур; е) милливольтметр *7*.

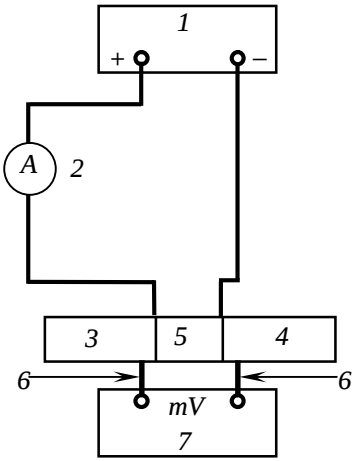


Рис. 79

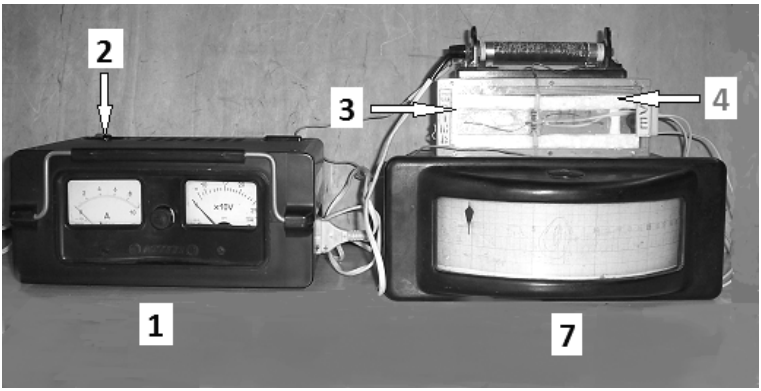


Рис. 80

Если через элемент Пельтье пропускать постоянный ток, то один из контактов двух металлов нагревается, а второй – охлаждается

за счет выделения и поглощения тепла Пельтье на контактах. Появившуюся разность температур можно измерить с помощью одной или нескольких термопар, в которых возникает термоЭДС.

Пусть первоначальная температура металлических образцов равна T_0. При протекании электрического тока в течение некоторого промежутка времени через элемент Пельтье, выделяемое в контакте количество теплоты нагревает прилегающий к контакту образец до температуры T_1. В другом контакте поглощаемое количество теплоты охлаждает прилегающий к контакту образец до температуры T_2. Поскольку массы и теплоемкости обоих образцов одинаковы, то изменение температуры каждого образца по величине равно

$$Q = c\,m\left(\frac{T_1 - T_2}{2}\right), \qquad (3.9.2)$$

где c – удельная теплоемкость вещества;
m – масса вещества.

Разность температур измеряется на основании явления Зеебека с помощью термопар, в которых возникает термоЭДС:

$$\varepsilon_T = \alpha_{12} n \left(T_1 - T_2\right),$$

где α_{12} – удельная термоЭДС;
n – количество термопар.

Из последнего равенства получим

$$\Delta T = T_1 - T_2 = \frac{\varepsilon_T}{\alpha\, n}. \qquad (3.9.3)$$

Измерив с помощью милливольтметра термоЭДС ε_T и зная величины удельной термоЭДС α_{12} и количество термопар n, по формуле (3.9.3) можно определить разность температур.

Зная массу и теплоемкость образцов m и c, и используя полученную разность температур ΔT, по формуле (3.9.2) можно рассчитать количество теплоты, переданное от одного образца к другому.

С другой стороны, это количество теплоты пропорционально проходящему через элемент Пельтье заряду:

$$Q = \Pi_{12} q = \Pi_{12} I \Delta t ,$$

где I – сила тока;

Δt – время протекания электрического тока.

Измерив силу тока и время протекания тока, из последнего выражения можно найти коэффициент Пельтье:

$$\Pi_{12} = \frac{Q}{I \Delta t} . \qquad (3.9.4)$$

Порядок выполнения работы

1. Включите источник тока в сеть и по указанию преподавателя установите необходимое значение силы тока (1–5 А). При этом возникнет некоторая разница температур образцов, поэтому необходимо выключить выпрямитель и подождать, пока показания милливольтметра не станут равными нулю (см. рис. 80).

2. Включите ток через элемент Пельтье и через промежутки времени, указанные преподавателем измеряйте ЭДС термопары. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

Δt, с								
ε_T, мВ								
ΔT, °С								
Q, Дж								

3. По формуле (3.9.3) определите разность температур разность. Полученные значения занесите в табл. 1.

4. По формуле (3.9.2) рассчитайте количество теплоты, переданное от одного образца к другому.

5. Постройте график зависимости теплоты, передаваемой от одного образца к другому, от времени прохождения тока $Q = f(\Delta t)$.

6. Перенесите три значения переданной теплоты за промежутки времени, указанные преподавателем в табл. 2.

Таблица 2

Δt, с	Q, Дж	Π_{12},	$\langle \Pi_{12} \rangle$	$\Delta\Pi_{12}$,	$\langle \Delta\Pi_{12} \rangle$

7. Рассчитайте три значения коэффициента Пельтье по формуле (3.9.4). В расчетах использовать интервалы времени, заданные преподавателем.

8. Вычислите среднее значение коэффициента Пельтье $\langle \Pi_{12} \rangle$, абсолютную погрешность $\Delta\Pi_{12}$ и ее среднее значение $\langle \Pi_{12} \rangle$.

9. Подготовьте выводы по выполненной лабораторной работе и запишите результат в виде $\Pi_{12} = \langle \Pi_{12} \rangle \pm \langle \Delta\Pi_{12} \rangle$.

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте законы Вольта.
2. Дайте определение контактной разности потенциалов.
3. Что такое внешняя и внутренняя контактные разности потенциалов? По каким формулам они определяются?
4. Дайте определение работы выхода электрона из металла.
5. В чем заключается явление Зеебека? Каковы причины его возникновения?
6. Что такое термоЭДС. Назовите причины ее возникновения. Какая величина называется удельной термоЭДС? Что она характеризует?
7. В чем заключается явление Пельтье? Каковы причины его возникновения? От чего зависит коэффициент Пельтье?
8. Что представляет собой термопара? Как с помощью термопары можно измерить температуру?

СПРАВОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ

Таблица 1

Некоторые основные физические константы

Название	Значение
Ускорение свободного падения	$g = 9{,}806$ м/с^2
Газовая постоянная	$R = 8{,}31$ Дж/(моль·К)
Постоянная Больцмана	$k = 1{,}38\cdot10^{-23}$ Дж/К
Постоянная Авогадро	$N_A = 6{,}02\cdot10^{23}$ моль$^{-1}$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$ Ф/м
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 1{,}256\cdot10^{-6}$ Гн/м
Элементарный заряд	$e = 1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл
Скорость света в вакууме	$c = 2{,}99\cdot10^8$ м/с
Постоянная Стефана–Больцмана	$\sigma = 5{,}67\ 10^{-8}$ Вт/(м^2·К^4)
Постоянная Вина	$b = 2{,}89\cdot10^{-3}$ м·К $C = 1{,}3\cdot10^{-5}$ Вт/(м^3·К^5)
Постоянная Ридберга	$R = 3{,}289\cdot10^{15}$ с$^{-1}$ $R^* = 1{,}097\cdot10^7$ м$^{-1}$
Постоянная Планка	$h = 6{,}626\cdot10^{-34}$ Дж·с $\hbar = 1{,}055\cdot10^{-34}$ Дж·с
Комптоновская длина волны	$\lambda_К = 2{,}426\cdot10^{-12}$ м = 0,02426 Å.
Боровский радиус	$a_0 = 0{,}5292\cdot10^{-10}$ м = 0,5292 Å.
Магнетон Бора	$\mu_Б = 9{,}27\cdot10^{-24}$ Дж/Тл
Энергия ионизации атома водорода	$E_i = 13{,}6$ эВ $= 2{,}76\cdot10^{-18}$ Дж
Масса покоя электрона	$m_e = 9{,}109\cdot10^{-31}$ кг
Масса покоя протона	$m_p = 1{,}6726485\cdot10^{-27}$ кг
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1{,}6749543\cdot10^{-27}$ кг

Таблица 2

Приставки и множители

Приставка	Краткое обозначение	Значение	Приставка	Краткое обозначение	Значение
дека	да	10^{1}	деци	д	10^{-1}
гекто	г	10^{2}	санти	с	10^{-2}
кило	к	10^{3}	милли	м	10^{-3}
мега	М	10^{6}	микро	мк	10^{-6}
гига	Г	10^{9}	нано	н	10^{-9}
тера	Т	10^{12}	пико	п	10^{-12}
пета	П	10^{15}	фемто	ф	10^{-15}
экса	Э	10^{18}	атто	а	10^{-18}

Таблица 3

Буквы греческого алфавита

Буква		Название	Буква		Название
A	α	альфа	N	ν	ню
B	β	бета	Ξ	ξ	кси
Γ	γ	гамма	O	o	омикрон
Δ	δ	дельта	Π	π	пи
E	ε	эпсилон	P	ρ	ро
Z	ζ	дзета	Σ	σ	сигма
H	η	эта	T	τ	тау
Θ	ϑ	тета	Y	υ	ипсилон
I	ι	йота	Φ	φ	фи
K	κ	каппа	X	χ	хи
Λ	λ	лямбда	Ψ	ψ	пси
M	μ	мю	Ω	ω	омега

Таблица 4

Обозначения и единицы физических величин

Физическая величина	Условное обозначение	Единица измерения
Волновая оптика		
Интенсивность света	I	Вт/м^2
Световой поток	$Ф$	лм
Оптическая разность хода	Δ	м
Оптическая длина пути	L	м
Показатель преломления	n	—
Длина волны	λ	м
Разрешающая способность системы	R	—
Квантовая природа излучения		
Энергетическая светимость	$R_э$	Вт/м^2
Испускательная способность	$r_{\lambda,T}$	Вт/м^3
Поглощательная способность	$a_{\lambda,T}$	—
Отражательная способность	$\rho_{\lambda,T}$	—
Работа выхода электрона из металла	$A_в$	Дж
Атомное ядро		
Массовое число	A	—
Зарядовое число	Z	—
Постоянная радиоактивного распада	λ	с$^{-1}$
Период полураспада	$T_{1/2}$	с
Среднее время жизни ядра	τ	с
Активность радиоактивного источника	A	Бк

Таблица 5

Энергетические эквиваленты

Атомная единица массы	1 а.е.м. = 1,6605655·10^{-27} кг
Электрон-вольт	1 эВ = 1,602·10^{-19} Дж
Люмен	1 лм = 0,00146 Вт

Таблица 6

Длины волн видимой части спектра

Цвет	Границы участка, Å.	Цвет	Границы участка, Å.
Фиолетовый	3800–4500	Желто-зеленый	5500–5750
Синий	4500–4800	Желтый	5750–5850
Голубой	4800–5100	Оранжевый	5850–6200
Зеленый	5100–5500	Красный	6200–7600

Таблица 7

Удельная постоянная вращения растворов веществ при T = 20 ºС
для λ = 589,3 нм

Вещество	Растворитель	α, град./дм
Сахароза	Вода	66,5
Глюкоза	Вода	52,7
Фруктоза	Вода	–92

Примечание: знак «–» указывает, что вращение происходит по часовой стрелке, если смотреть на жидкость со стороны источника.

Таблица 8

Показатели преломления при λ = 589,3 нм
для газов при нормальных условиях,
для жидкостей и твердых тел при T = 20 ºС и p = 101,3 кПа

Газ	n	Жидкость	n	Твердое тело	n
Азот	1,000297	Ацетон	1,359	Алмаз	2,417
Аммиак	1,000375	Бензол	1,501	Кварц	1,54–1,57
Аргон	1,000284	Вода	1,333	Корунд	1,769
Водород	1,000138	Глицерин	1,474	Плексиглас	1,491
Воздух	1,000292	Толуол	1,497	Слюда	1,56–1,60
Гелий	1,000035	Нитробензол	1,552	Стекло	1,46–2,04
Кислород	1,000272	Метанол	1,329	Янтарь	1,532

Таблица 9

Работа выхода электрона из вещества

Вещество	A, эВ	Вещество	A, эВ
Барий	2,40	Медь	4,40
Вольфрам	4,54	Натрий	2,35
Галлий	4,00	Никель	4,50
Германий	4,76	Платина	5,30
Железо	4,30	Ртуть	4,50
Золото	4,30	Селен	4,72
Калий	2,20	Серебро	4,30
Кремний	4,80	Цезий	1,80
Литий	2,40	Цинк	4,24

Таблица 10

Ширина запрещенной зоны и подвижность
носителей заряда в полупроводниках

Наименование материала	Ширина запрещенной зоны, эВ		Подвижность носителей заряда, T = 300 К, $см^2/(В \cdot с)$	
	при 300 К	при 0 К	Электроны	Дырки
Алмаз	5,47	5,51	1800	1600
Ge	0,803	0,89	3900	1900
Si	1,12	1,16	1500	600
GaSb	0,67	0,80	4000	1400
ZnO	3,2	—	200	—

Таблица 11

ТермоЭДС некоторых пар металлов, мВ

Термопара	Температура спая, ºС							
	100	200	300	400	500	600	700	800
Железо, константан	5	11	16	22	27	33	39	46
Медь, константан	4	9	15	21	—	—	—	—

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика : учебно-методический комплекс : в 3 ч. / В. А. Чернявский [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2011. – Ч. 3. – 456 с.

2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учебное пособие / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стер. – М. : Академия, 2014. – 560 с.

3. Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие : в 3 ч. / В. К. Долгий [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2016. – Ч. 1 : Механика. Молекулярная физика. Термодинамика. – 164 с.

4. Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие : в 3 ч. / В. Н. Болодон [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2018. – Ч. 2 : Электричество и магнетизм. – 168 с.

5. Ташлыкова-Бушкевич, И. И. Физика : учебник : в 2 ч. / И. И. Ташлыкова-Бушкевич. – 2-е изд., испр. – Минск : Вышэйшая школа, 2014. – Ч. 2 : Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества. – 232 с.

Учебное издание

Долгий Валерий Казимирович,
Болодон Владимир Найданович,
Дымонт Василий Петрович и др.

ФИЗИКА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

В трех частях

Часть 3

Волновая оптика. Элементы квантовой физики

Учебное пособие

Ответственный за выпуск *В. К. Долгий*
Редактор *Д. О. Бабакова*
Корректор *Д. О. Бабакова*
Компьютерная верстка *Д. О. Бабаковой*
Дизайн обложки *Д. О. Бабаковой*

Подписано в печать 13.01.2020. Формат $60\times84^{1}/_{16}$.
Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 10,0. Уч.-изд. л. 7,81. Тираж 150 экз. Заказ 826.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Учреждение образования
«Белорусский государственный аграрный технический университет».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий
№ 1/359 от 09.06.2014.
№ 2/151 от 11.06.2014.
Пр-т Независимости, 99–2, 220023, Минск.