

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

Кафедра физики им. В.А. Фабриканта

ОПТИКА

ВИРТУАЛЬНЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Учебное электронное издание

для студентов, обучающихся по направлениям
11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника», 11.03.01 «Радиотехника»,
11.05.01 «Радиоэлектронные системы и комплексы», 12.03.04
«Биотехнические системы и технологии», 12.03.01 «Приборостроение»,
13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника», 10.03.01
«Информационная безопасность», 01.03.02 «Прикладная математика и
информатика», 09.03.03 «Прикладная информатика», 13.03.03
«Энергетическое машиностроение», 27.03.02 «Управление качеством»,
38.03.01 «Экономика», 38.03.02 «Менеджмент», 08.03.01
«Строительство»

ISBN 978-5-7046-2782-1

© Национальный исследовательский университет «МЭИ», 2023

УДК 535
ББК 22.34
О 627

*Утверждено учебным управлением НИУ «МЭИ»
в качестве учебного издания*

Подготовлено на кафедре физики им. В.А. Фабриканта

Рецензенты: Зверев П.Г., докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. ИОФ РАН;
Павлов И.Н., канд. тех. наук, доц. каф. физики
им. В.А. Фабриканта НИУ «МЭИ»

Авторы: Л.Г. Лапина, О.В. Петрова, Н.М. Скорнякова, Г.М. Янина

О 627 Оптика. Виртуальный лабораторный практикум [Электронный ресурс] / Л.Г. Лапина, О.В. Петрова, Н.М. Скорнякова, Г.М. Янина. – Электрон. дан. – М.: Издательство МЭИ, 2023. – 1 электрон. опт. диск (DVD-R).

Приведены описания виртуальных лабораторных работ по общему курсу физики по разделу «Оптика». В каждой работе приведено теоретическое введение, методика выполнения, порядок обработки результатов измерений, контрольные вопросы.

Для студентов специальностей 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», 11.03.01 «Радиотехника», 11.05.01 «Радиоэлектронные системы и комплексы», 12.03.04 «Биотехнические системы и технологии», 12.03.01 «Приборостроение», 13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника», 10.03.01 «Информационная безопасность», 01.03.02 «Прикладная математика и информатика», 09.03.03 «Прикладная информатика», 13.03.03 «Энергетическое машиностроение», 27.03.02 «Управление качеством», 38.03.01 «Экономика», 38.03.02 «Менеджмент», 08.03.01 «Строительство».

Минимальные системные требования:

- тактовая частота процессора: не менее 2 ГГц;
- оперативная память: не менее 4 Гб;
- видеопамять: не менее 512 Мб;
- разрешение экрана: не менее 1024x768x32;
- поддержка OpenGL версии 2.0;
- поддержка DirectX версии 9.0.c (для ОС Windows);
- стандартная клавиатура и компьютерная мышь с колесом прокрутки (для ПК);
- средства воспроизведения звука (аудиоколонки или наушники);
- для работы с веб-версией виртуальной лаборатории необходимо использовать веб-браузер с поддержкой 3D графики WebGL.

ISBN 978-5-7046-2782-1

©Национальный исследовательский университет «МЭИ», 2023

Виртуальный лабораторный практикум представлен комплексом компьютерных программ, выполнение которых возможно в средах следующих операционных систем: Microsoft Windows, Linux, MacOS, Android, iOS, а также в среде веб-браузера с поддержкой технологии HTML5 и аппаратной поддержкой 3D графики (технология WebGL).

Программное обеспечение скачивается по ссылкам, указанным преподавателем, и устанавливается на ЭВМ слушателя.

Редактор Т.А. Феокистова

Дата подписания – 20.02.2023

Объём издания – 4,8 Мбайт.

Тираж – 10 электронных оптических дисков DVD-R

Издательство МЭИ

111250, Москва, Красноказарменная, д. 14, стр.1

IZDATMPEI@GMAIL.COM

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	6
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. ОПЫТ ЮНГА	8
ВВЕДЕНИЕ	8
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	10
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	14
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	14
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	15
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5.2. ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ОДИНОЧНОЙ ЩЕЛИ И ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ	16
ВВЕДЕНИЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ 5.2 И 5.2А	16
ЗАДАНИЕ 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЩЕЛИ	23
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	24
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	24
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	26
ЗАДАНИЕ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ	27
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	27
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	28
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	29
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	29
ЗАДАНИЕ 5.2А. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ.....	30
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	30
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	31
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	33
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	33
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5.3. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЯРКОСТНОГО ПИРОМЕТРА.....	35
ВВЕДЕНИЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ №5.3 И №14Д.....	35
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	41
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	46
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	48
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	49
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 14Д . ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ..	51

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	51
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ	52
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	55
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.4. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ	56
ВВЕДЕНИЕ	56
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	57
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	61
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	63
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	64
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6.1. ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ	65
ВВЕДЕНИЕ	65
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	69
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	72
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	73
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	75
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКА	77
ВВЕДЕНИЕ	77
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ.....	83
ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.....	84
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.....	85
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	86
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ	87
ПРИЛОЖЕНИЕ 2 .НЕКОТОРЫЕ ВНЕСИСТЕМНЫЕ ЕДИНИЦЫ	92
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ	93
ПРИЛОЖЕНИЕ 4. СПЕКТР ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	94
СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	94

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное электронное издание представляет собой описания виртуальных лабораторных работ по основным разделам волновой и квантовой оптики, одна работа относится к разделу «Атомная физика». Тематика виртуальных лабораторных работ соответствует курсу «Физика», который читается студентам НИУ «МЭИ», обучающимся по различным направлениям подготовки бакалавров и специалистов.

Практикум предназначен для студентов, которые обучаются дистанционно. Все работы практикума, за исключением лабораторной работы № 14 д, доступны по ссылке <https://physlabs.mpei.ru>. Лабораторная работа №14д доступна на сайте университета штата Колорадо в Боулдере (США) по ссылке https://phet.colorado.edu/sims/html/blackbody-spectrum/latest/blackbody-spectrum_en.html.

Описания работ (за исключением лабораторной работы №14д) выполнены авторами на основе методик, представленных на сайте разработчиков – <https://sunspire.site/ru> (ИП Образцова Т.Б., товарный знак: SUNSPIRE®), при этом теоретическое введение, методика выполнения, порядок обработки результатов измерений и контрольные вопросы разработаны в соответствии с методическими требованиями и указаниями к выполнению и оформлению лабораторных работ, разработанных на кафедре физики им. В.А. Фабриканта НИУ «МЭИ».

Описание лабораторной работы №14д выполнено по методике, разработанной на кафедре физики им. В.А. Фабриканта.

В данной редакции сборника несколько увеличен объем теоретического материала по рассматриваемым в лабораторном практикуме темам. Это поможет студентам лучше понять физические явления, изучаемые в лабораторных работах, и будет полезно при подготовке к сдаче коллоквиумов, тестов, дифференцированных зачетов.

В лабораторном практикуме изучаются явления интерференции, дифракции, дисперсии, теплового излучения, внешнего фотоэффекта, атомные спектры, температурная зависимость сопротивления для полупроводников.

Особенностью данного практикума является возможность индивидуализации заданий для каждого студента в отдельности при выполнении большинства лабораторных работ. Индивидуализация заданий возможна за счет использования различных наборов вариантов параметров виртуальной установки.

В приложениях приводятся теория погрешностей, необходимые константы, таблица внесистемных единиц измерения, длины волн для некоторых цветов из области видимого спектра. В конце сборника

представлен библиографический список учебных пособий для изучения данных разделов курса «Физика».

Виртуальный лабораторный практикум представлен комплексом компьютерных программ, выполнение которых возможно в средах следующих операционных систем: Microsoft Windows, Linux, MacOS, Android, iOS, а также в среде веб-браузера с поддержкой технологии HTML5 и аппаратной поддержкой 3D графики (технология WebGL).

Минимальные системные требования:

- тактовая частота процессора: не менее 2 ГГц;
- оперативная память: не менее 4 Гб;
- видеопамять: не менее 512 Мб;
- разрешение экрана: не менее 1024x768x32;
- поддержка OpenGL версии 2.0;
- поддержка DirectX версии 9.0.c (для ОС Windows);
- стандартная клавиатура и компьютерная мышь с колесом прокрутки (для ПК);
- средства воспроизведения звука (аудиоколонки или наушники);
- для работы с веб-версией виртуальной лаборатории необходимо использовать веб-браузер с поддержкой 3D графики WebGL.

[В О Г Л А В Л Е Н И Е](#)

Лабораторная работа № 5.1

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. ОПЫТ ЮНГА

Цель работы: наблюдение интерференционной картины от двух параллельных щелей в монохроматическом свете, определение длины волны лазерного излучения.

Введение

Световые волны представляют собой распространяющиеся в пространстве переменные электромагнитные поля. При определенных условиях эти поля, накладываясь друг на друга, создают устойчивое во времени перераспределение энергии, называемое **интерференционным полем**. На экране, помещенном на пути распространения волн, будет наблюдаться устойчивая **интерференционная картина** – чередование максимумов и минимумов интенсивности света. Подобная картина возникает тогда, когда волны, участвующие в этом процессе, имеют разность фаз не зависящую от времени ($\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$). Уравнение бегущей плоской волны имеет вид

$$E = E_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{v} \right) + \varphi_0 \right], \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля волны, фаза волны

$$\varphi = \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) + \varphi_0,$$

где φ_0 – начальная фаза.

Заменяя отношение $\frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = k$, где k – модуль волнового вектора

k (волновое число), выражение (1) можно представить в виде:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr + \varphi_0).$$

Результат сложения двух колебаний в произвольной точке пространства не будет зависеть от времени, если волны монохроматичны ($\omega_1 = \omega_2$) и разность их начальных фаз ($\varphi_{01} - \varphi_{02}$) постоянна во времени. Такие волны и их источники называют **когерентными** (согласованными). В этом случае результирующая интенсивность света определяется соотношением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \quad (2)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности плоских волн; разность фаз когерентных волн ($\Delta\varphi$) зависит от **оптической разности хода**:

$$\Delta_{\text{опт}} = n_2 r_2 - n_1 r_1,$$

где r_1 и r_2 – расстояния, которые волны проходят от источника излучения до точки наблюдения, а n_1 и n_2 – показатели преломления сред, в которых распространяются волны (рис. 1). Если обе волны распространяются в воздухе (с высокой степенью точности $n_1 = n_2 = 1$), то возможно использование понятия *геометрической разности хода*:

$$\Delta_{\text{геом}} = r_2 - r_1.$$

Если начальная разность фаз двух волн равна нулю, то

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{\text{опт}},$$

где λ – длина волны света в вакууме, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

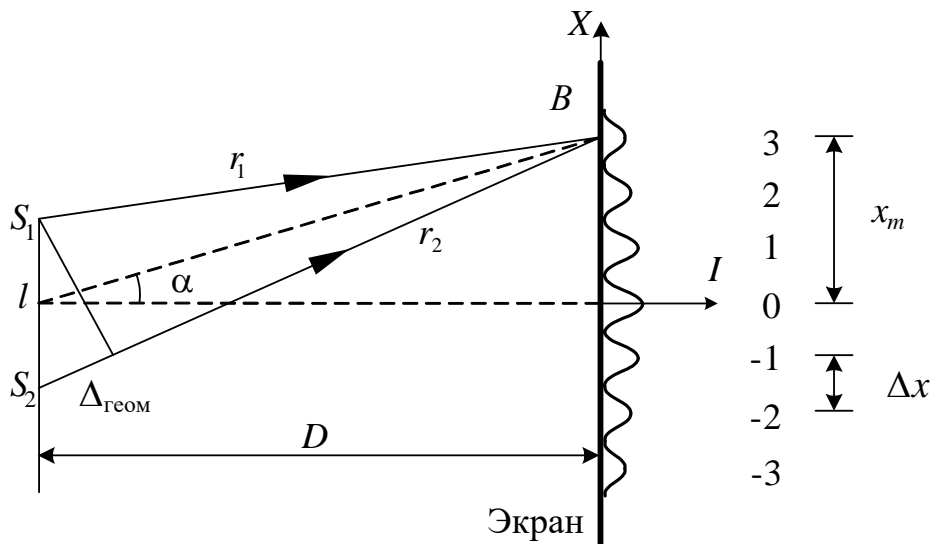


Рис. 1. Интерференция света от двух когерентных источников

Из уравнения (2) следует, что максимум интенсивности света при интерференции двух волн наблюдается при условии

$$\Delta\varphi = 2\pi m, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3 \dots,$$

что соответствует разности хода, равной четному числу полуволн:

$$\Delta_{\text{опт}} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

т. е. волны усиливают друг друга в данной точке. Если разность фаз

$$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi,$$

разность хода равна нечетному числу полуволн:

$$\Delta_{\text{опт}} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

и в этой точке будет наблюдаться минимум интенсивности света.

При сложении двух некогерентных волн результирующая интенсивность света равна сумме их интенсивностей.

Необходимым условием когерентности двух волн является их монохроматичность ($\omega_1 = \omega_2$), что легко выполняется при наличии хороших светофильтров.

Для выполнения условия независимости от времени разности начальных фаз ($\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{const}$) необходимы специальные методы. Обычно для этой цели используют метод разделения световой волны от одного источника на две волны путем отражения от зеркал или преломления волн в призме.

Однако это необходимое, но не достаточное условие. Дело в том, что поверхность любого светящегося тела состоит из множества атомов, автономно и прерывно излучающих световые волны. Время излучения света атомом порядка 10^{-8} с, а протяженность светового импульса – *цуга волны* – не превышает 3 м. Разность начальных фаз цугов волн двух независимых атомов постоянно изменяется. Такие источники света излучают некогерентные волны. Интерференция будет наблюдаться только в том случае, если разность хода двух когерентных волн, полученных из одного цуга волны, не будет превышать некоторой характерной длины, называемой длиной когерентности $l_{\text{ког}}$. Если разность хода $\Delta > l_{\text{ког}}$, то интерференционная картина исчезает, так как в точку наблюдения В (рис. 1) придут разные цуги. Можно показать, что длина когерентности определяется формулой

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (5)$$

Она тем больше, чем больше степень монохроматичности света $\lambda/\Delta\lambda$.

Таким образом, интерференционная картина представляет собой чередование резких темных полос, разделенных более светлыми промежутками, только с монохроматическим светом (длина волны $\lambda = \text{const}$). Если интерференционный эксперимент проводится с белым светом, то интерференционная картина – это чередование цветных полос, причем полной темноты не будет нигде, так как места минимумов интенсивности для одной длины волны могут совпадать с местами максимумов для другой.

Описание установки и метода измерений

В лабораторной работе используется интерференционная схема Юнга. Когерентные волны образуются в результате прохождения волны

через две узкие близко расположенные параллельные щели в непрозрачном экране. В этом случае щели можно рассматривать как два когерентных источника.

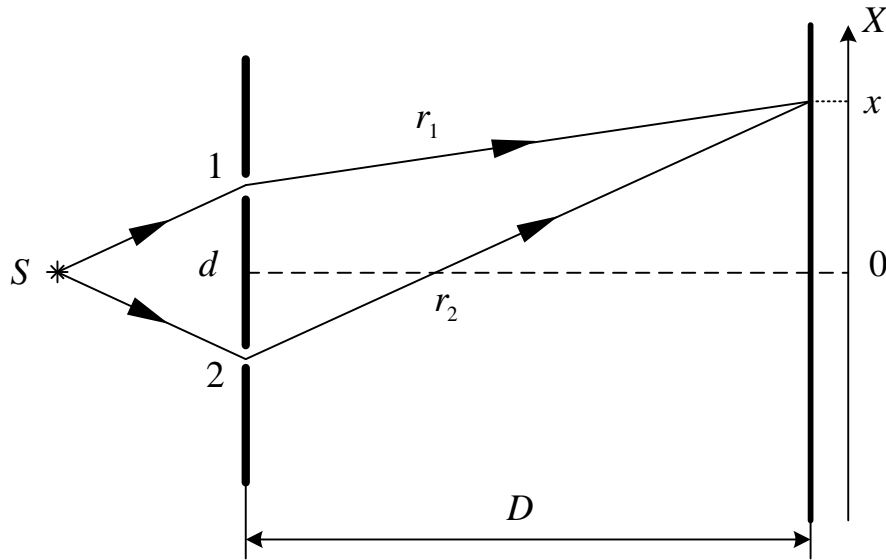


Рис. 2. Ход лучей в экспериментальной установке

Схема наблюдения интерференции по методу Юнга показана на рис. 2. Свет от источника S падает на экран с двумя щелями 1 и 2, расстояние между которыми равно d . На экране, находящемся на расстоянии D от щелей, наблюдаются интерференционные полосы, параллельные щелям. Положение точки наблюдения на экране определяется координатой x , точка $x = 0$ равноудалена от щелей.

Уравнение монохроматической волны имеет вид:

$$E(r, t) = A \cos(\omega t - kr + \varphi),$$

где A – амплитуда волны, φ – начальная фаза, $k = \omega / c$ – волновое число.

Если первая волна проходит расстояние r_1 , а вторая – r_2 (рис. 2), и начальные фазы источников одинаковы, то разность фаз колебаний в точке x равна

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = k(r_2 - r_1) = 2\pi \frac{\Delta_{\text{опт}}}{\lambda},$$

где $\Delta_{\text{опт}} = (r_2 - r_1)$ – оптическая разность хода двух волн ($n_{\text{воздуха}} = 1$).

Из рисунка видно, что

$$r_1^2 = D^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$r_2^2 = D^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Для наблюдения интерференции необходимо, чтобы расстояние между щелями d было мало по сравнению с D . Тогда расстояния r_1 и r_2 мало отличаются от D и разность между ними можно найти из соотношения

$$\Delta_{\text{опт}} = r_2 - r_1 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2 + r_1} \approx \frac{2xd}{2D} = \frac{xd}{D}.$$

Условия максимумов и минимумов интенсивности соответственно будут иметь вид

$$\frac{x_{\text{max}} d}{D} = m\lambda \text{ и } \frac{x_{\text{min}} d}{D} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Следовательно, максимумы интенсивности m -го порядка наблюдаются в точках с координатами

$$x_{\text{max}} = m \frac{\lambda D}{d}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots); \quad (6)$$

координаты минимумов

$$x_{\text{min}} = (2m + 1) \frac{\lambda D}{2d}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots). \quad (7)$$

Важнейшей характеристикой интерференционной картины является ширина интерференционной полосы – расстояние между соседними максимумами или минимумами: $\Delta x = x_{m+1} - x_m$, т.е.

$$\Delta x = \frac{\lambda D}{d}.$$

Измеряя ширину интерференционной полосы в схеме Юнга, можно определить длину волны падающего света:

$$\lambda = \Delta x \frac{d}{D}. \quad (8)$$

Так как положение максимума интенсивности m -го порядка в интерференционной картине зависит от λ , то при освещении щелей монохроматическим светом (например, белым) происходит окрашивание интерференционной полосы в цвета, соответствующие длинам волн в спектре излучения источника. Центральная светлая полоса ($m = 0$) остается белой.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Источником монохроматического излучения в данной работе является лазер Л, закрепленный горизонтально на оптической скамье. Электропитание лазера осуществляется от блока питания БП. Справа от лазера размещена непрозрачная зачерненная пластинка П, на которую нанесены несколько пар горизонтальных щелей, расположенных на малом расстоянии d друг от друга (фронтальное изображение пластинки со щелями показано на схеме установки). Пластинку П можно

перемещать по вертикали, направляя лазерный луч на различные пары щелей. Интерференционная картина наблюдается на экране Э, удаленном на расстояние D от пластинки со щелями (на схеме плоскости пластинки П и экрана Э перпендикулярны плоскости чертежа).

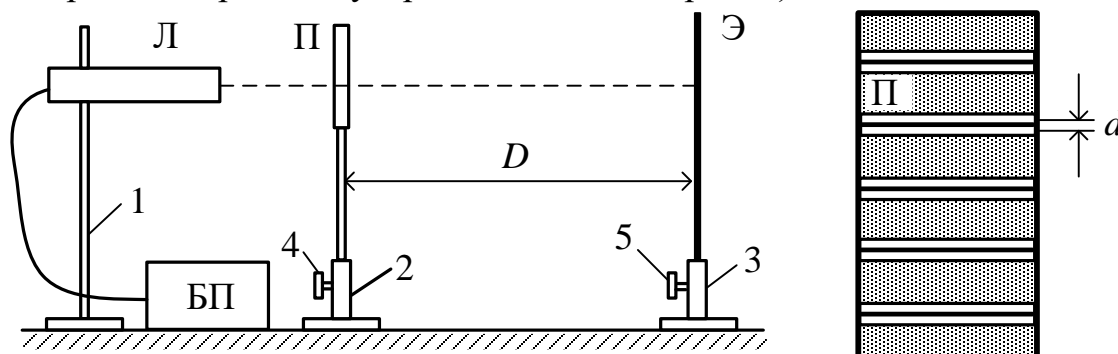


Рис. 3. Схема экспериментальной установки:

1, 2, 3 – штативы; 4,5 – регулировочные винты; Л – газовый лазер;
БП – блок питания лазера; П – пластинка со щелями; Э – экран

В дистанционном эксперименте используется виртуальная лабораторная установка, показанная на рис. 4.

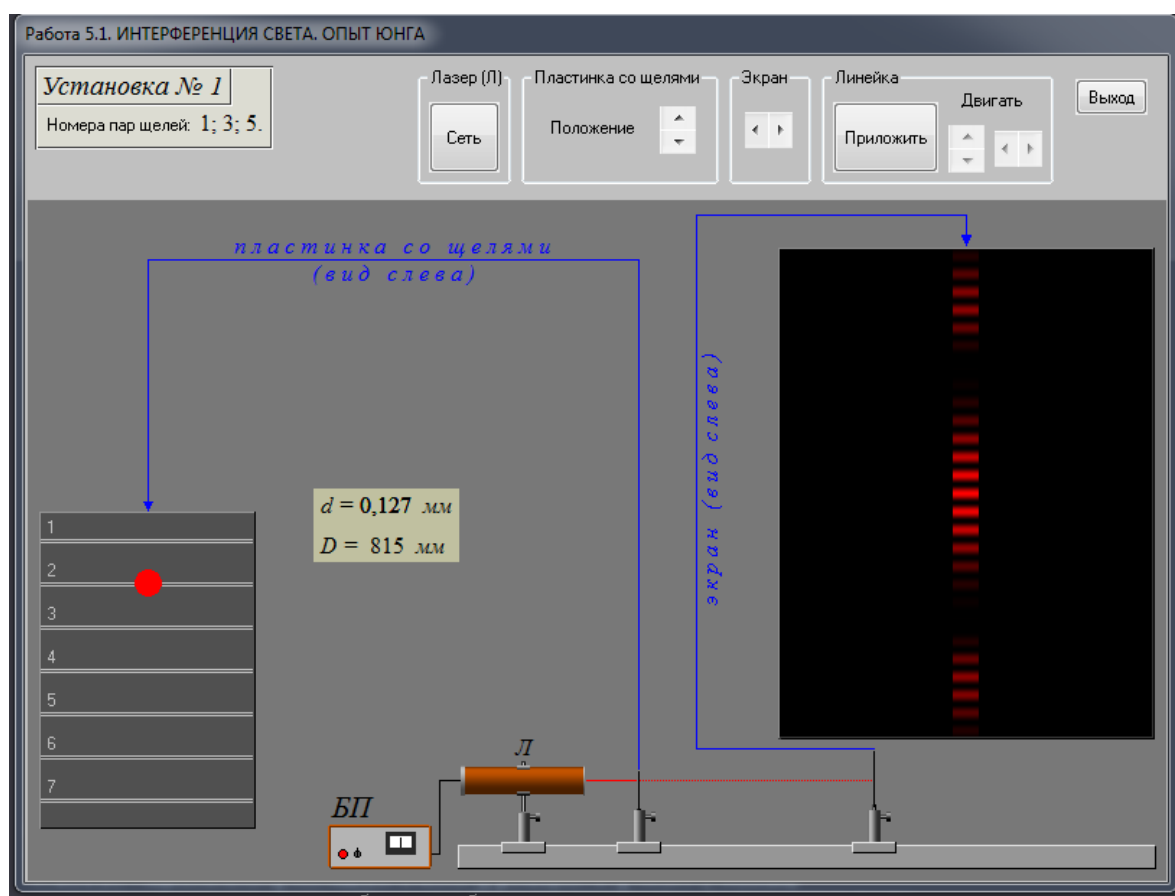


Рис. 4. Виртуальная лабораторная установка

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJLSB_KxULhRPGFFZQKlUTak59z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 5.1.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. Включите лазер экранной кнопкой «Сеть» (окно «Лазер»).

5. Перемещая пластинку П (окно «Пластинка со щелями») по вертикали экранными клавишами «вверх»–«вниз», добейтесь, чтобы лазерный луч точно попадал на рекомендованную пару щелей. Запишите расстояние между щелями d в таблицу 1.

6. Установите экран Э (окно «Экран») на таком расстоянии от пластинки П, чтобы наблюдалась четкая картина интерференции с хорошо различимыми светлыми (красными) и темными полосами.

7. Запишите расстояние D между пластинкой П и экраном Э в табл.1.

8. Нажмите кнопку «Приложить» окна «Линейка» и, используя кнопки «вверх»–«вниз» и «влево»–«вправо», отсчитайте возможно большее число светлых полос n и измерьте расстояние l_n между ними. Значения n и l_n занесите в табл. 1.

9. Измените расстояние D между щелями и экраном. Повторите пп. 6–8, не изменяя n .

10. Повторите пп. 5–9 с еще двумя рекомендованными парами щелей (общее число опытов должно быть равно шести), не изменяя n .

11. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

Таблица спецификации измерительных приборов

Название прибора	Предел измерения	Цена деления	Инструментальная погрешность

12. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку «Выход».

Обработка результатов измерений

1. По результатам каждого измерения определите значение Δx по формуле

$$\Delta x = \frac{l_n}{n}.$$

2. Рассчитайте длину волны λ лазерного излучения по формуле (8):

$$\lambda = \Delta x \frac{d}{D}.$$

Таблица 1

Расчет длины волны излучения по экспериментальным измерениям

№ опыта	D , мм	l_n , мм	Число полос n	Δx , мм	λ , мкм	$\bar{\lambda}$, мкм
1						
2						
3						
4						
5						
6						

3. Рассчитайте среднее значение длины волны $\bar{\lambda}$.

4. Для одного из измерений определите погрешность измерений $\Delta \lambda$ для длины волны. Запишите полученный результат.

5. Сделайте выводы по проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление интерференции волн?
2. Напишите уравнение плоской монохроматической электромагнитной волны.
3. Дайте определение когерентных волн.
4. Будет ли наблюдаться интерференционная картина при освещении щелей белым, немонахроматическим светом?
5. Что называется интенсивностью излучения?
6. Как определяется интенсивность двух интерферирующих когерентных волн?
7. Напишите и объясните условия максимумов и минимумов интенсивности света при интерференции.

8. Выведите расчетную формулу для определения длины волны в данной работе.

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа №5.2

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ОДИНОЧНОЙ ЩЕЛИ И ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

Внимание! В Лабораторную работу включены два самостоятельных задания 1 и 2, которые выполняются как отдельные лабораторные работы. Теоретическая часть (введение) является общей как для заданий 1 и 2, так и для 5.2а.

Введение к лабораторным работам 5.2 и 5.2а

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами оптических препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Наиболее сильно дифракция света наблюдается при размерах неоднородностей, сравнимых с длиной волны.

Для наблюдения дифракции света обычно на пути световой волны помещают непрозрачное препятствие, закрывающее часть ее волнового фронта. За препятствием располагают экран, на котором при определенных условиях возникает дифракционная картина. Например, при дифракции на щели дифракционная картина представляет собой чередование светлых и темных полос; при дифракции на круглом отверстии – чередование светлых и темных колец.

Объяснить явление дифракции света можно на основе **принципа Гюйгенса – Френеля**.

1. Каждую точку волновой поверхности можно рассматривать, как центр возмущения, порождающего вторичную сферическую волну. (Волновой поверхностью или фронтом волны называется поверхность, в точках которой световые колебания происходят в одной фазе).

2. Все вторичные волны являются когерентными и при анализе волнового возмущения необходимо учитывать их интерференцию.

В интерференции участвуют только те вторичные источники, которые расположены на открытом участке волнового фронта. Поскольку начальные фазы всех вторичных источников, расположенных на одной волновой поверхности, одинаковы, то результат интерференции

волн, испускаемых каждой парой таких источников, зависит от разности расстояний, проходимых вторичными волнами до точки наблюдения. Если разность хода кратна длине световой волны λ , то волны усиливают друг друга; если разность хода содержит нечетное число полуволн $\lambda/2$, то происходит их взаимное ослабление.

3. Амплитуда вторичных волн, идущих от элемента волновой поверхности, пропорциональна его площади, она также зависит от направления распространения волны; амплитуда вторичной волны наибольшая в направлении нормали к волновой поверхности.

Метод зон Френеля

Для определения результата интерференции вторичных волн при дифракции на препятствиях, обладающих симметрией, можно использовать приближенный метод зон Френеля. Волновая поверхность разбивается на зоны Френеля так, чтобы расстояния от краев каждой зоны до точки наблюдения отличались на $\lambda/2$. Если рассмотреть волны, испускаемые соседними зонами Френеля, то при интерференции они ослабляют друг друга, поскольку каждому вторичному источнику внутри одной зоны можно сопоставить такой источник внутри соседней зоны, чтобы разность хода между ними была равна $\lambda/2$; таким образом, волны от двух соседних зон приходят в точку наблюдения в противофазе.

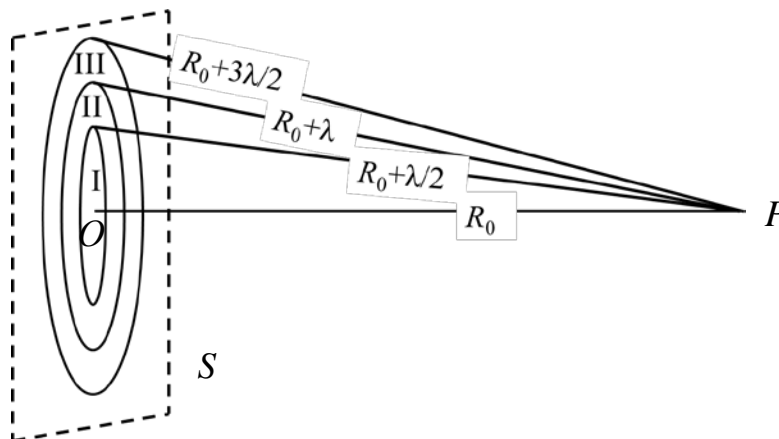


Рис. 1. Схема построения зон Френеля

На рисунке 3 в качестве примера показано построение зон Френеля для плоской волновой поверхности S , которая разбивается на кольцевые зоны (на рисунке показано построение первых трех зон Френеля).

Если в месте расположения волновой поверхности S на рис. 1 поместить непрозрачный экран с круглым отверстием радиусом r_0 с центром в точке O , расположенном на оси OP , то результат дифракции в точке P определяется числом зон Френеля, которое укладывается в отверстие: если это число четное, то в точке P наблюдается

дифракционный минимум; если число зон нечетное, то в точке P наблюдается максимум интенсивности.

Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера

Различают два вида дифракции.

1. **Дифракция Френеля** наблюдается на сравнительно небольшом расстоянии от преграды, так что волны от вторичных источников сходятся к точке наблюдения под разными углами.

2. **Дифракция Фраунгофера** наблюдается, если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что падающую и дифрагированную волны можно считать плоскими.

На практике дифракцию Фраунгофера можно наблюдать, используя следующую схему. Для получения пучка параллельных лучей источник света помещают в фокальной плоскости собирающей линзы L_1 . Вторую собирающую линзу L_2 помещают за препятствием (отверстие в непрозрачном экране); при этом экран \mathcal{E} для наблюдения дифракционной картины располагается в фокальной плоскости линзы.

Дифракция Фраунгофера на щели

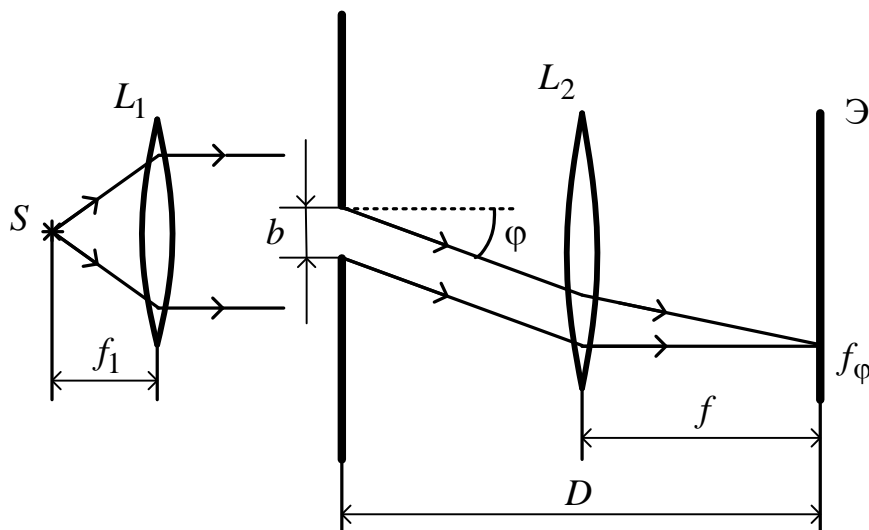


Рис. 2. Ход лучей в схеме дифракции Фраунгофера на щели

Пусть плоская монохроматическая волна с длиной волны λ падает нормально на плоский экран, в котором прорезана узкая щель, ширина которой b намного меньше ее длины.

Дифракционная картина представляет собой чередование светлых и темных полос и наблюдается на экране, расположенном либо на

большом удалении от щели ($L \gg b^2 / \lambda$), либо в фокальной плоскости собирающей линзы L_2 . Угол между направлением распространения падающей и дифрагированной волн, называется углом дифракции (угол φ на рис. 2). Параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ , собираются в побочном фокусе f_φ .

Зависимость интенсивности дифрагированной волны от синуса угла дифракции представляется в виде

$$I(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}. \quad (1)$$

График распределения $I(\sin \varphi)$ показан на рис. 3.

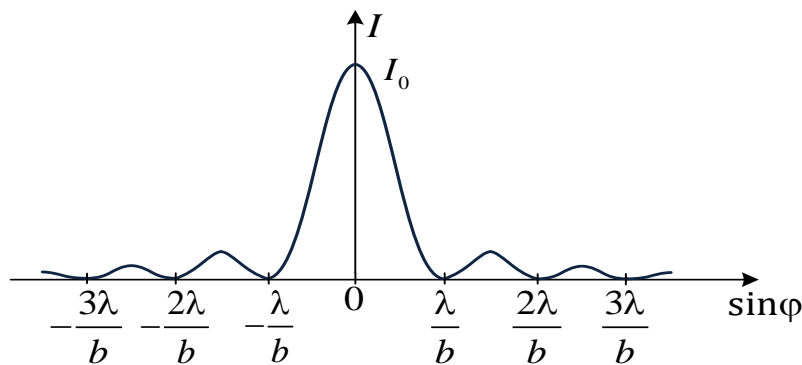


Рис. 3. Распределение интенсивности света в дифракционной картине от щели

В центре дифракционной картины ($m = 0$) располагается светлая дифракционная полоса с максимальным значением интенсивности I_0 . Максимумы дифракционных порядков, для которых $m \neq 0$, обладают заметно меньшей интенсивностью и отделяются друг от друга минимумами (нулями) интенсивности.

Положение минимумов можно определить методом зон Френеля.

Разбиение щели на зоны Френеля показано на рис. 4. Поскольку волна падает на щель нормально, ее волновой фронт параллелен плоскости щели, и вторичные источники располагаются на поверхности щели. Точка наблюдения при дифракции Фраунгофера бесконечно удалена от щели, и поверхности секущих сфер можно заменить плоскостями, перпендикулярными направлению дифрагированной волны. Расстояние между соседними плоскостями равно $\lambda/2$. Зоны Френеля представляют собой узкие полосы, вытянутые вдоль границ щели (обозначены символами I, II и III на рис. 4). Ширина каждой зоны, как видно из рис. 4, равна

$$a = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}. \quad (2)$$

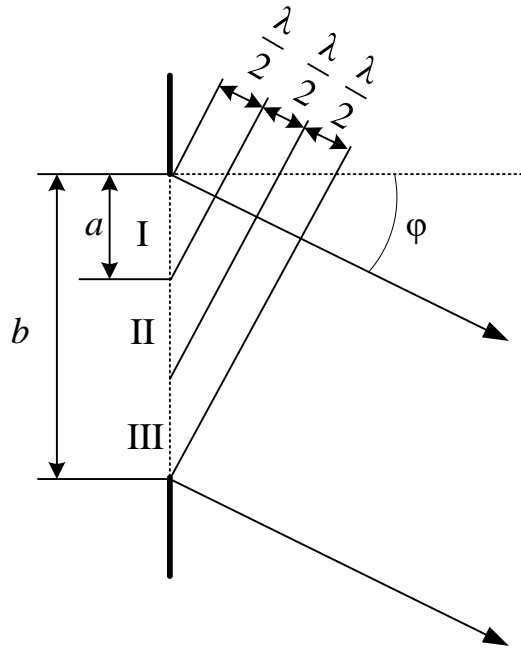


Рис. 4. Построение зон Френеля на щели

Число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели b , равно

$$m = \frac{b}{a} = \frac{2b \sin \varphi}{\lambda}. \quad (3)$$

Если это число четное ($m = 2n$), то в направлении угла φ наблюдается дифракционный минимум. Отсюда следует условие минимумов интенсивности:

$$b \sin \varphi = n\lambda \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1)$$

Из этого ряда исключено значение $n = 0$, т.к. оно соответствует центральному максимуму ($\varphi = 0$).

По измеренному углу наблюдения n -го минимума и известной длине волны λ можно найти ширину щели b :

$$b = \frac{n\lambda}{\sin \varphi_n}. \quad (5)$$

Если дифракция наблюдается на плоском экране, расположенном на большом расстоянии D от щели, то по измеренному расстоянию от центра картины до n -го минимума и известной ширине щели x_n , с

учетом того, что $\sin\varphi_n = \frac{x_n}{\sqrt{D^2 + x_n^2}}$ (см. рис.5) можно найти длину волны λ :

$$\lambda = \frac{bx_n}{n\sqrt{D^2 + x_n^2}}. \quad (5)$$

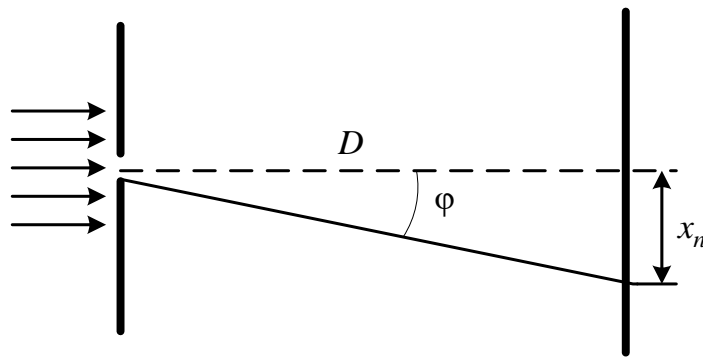


Рис. 5. Определение координаты минимума n -го порядка дифракции

Если наблюдение ведется в фокальной плоскости собирающей линзы, то вместо параметра D следует подставлять фокусное расстояние линзы f .

Дифракция Фраунгофера на решетке

Дифракционная решетка – совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние параллельных щелей. Расстояние d между соседними штрихами или серединами соседних щелей называется *периодом решетки*. Вместо периода решетки иногда задают обратную величину $n = 1/d$ – число штрихов (периодов) на единицу длины.

Дифракция на решетке сводится к двум последовательным явлениям: дифракции падающей волны на каждой щели и многолучевой интерференции волн, дифрагированных на отдельных щелях.

Главные минимумы дифракции на решетке наблюдаются в направлениях, соответствующих условию минимума (нуля) интенсивности при дифракции на каждой щели:

$$b \sin\varphi = n\lambda \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где b – ширина щели.

В результате интерференции волн, дифрагированных на соседних щелях, происходит перераспределение их энергии с образованием максимумов и минимумов интенсивности.

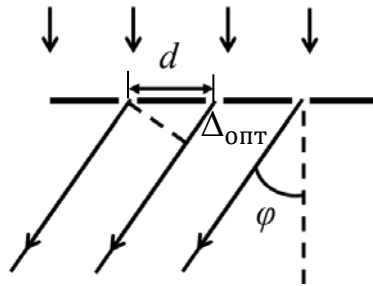


Рис. 6. Определение оптической разности хода в схеме дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке

Поскольку в случае дифракции Фраунгофера плоскость наблюдения бесконечно удалена от решетки или находится в фокальной плоскости линзы, оптическая разность хода лучей от соответствующих точек соседних щелей следует отсчитывать в направлении дифрагированных лучей. Из рис. 6 находим:

$$\Delta_{\text{опт}} = d \sin \varphi.$$

Если разность хода $\Delta_{\text{опт}}$ равна целому числу длин волн: $\Delta_{\text{опт}} = k\lambda$, то выполняется условие интерференционного максимума двух волн. Так как все щели находятся на одинаковом расстоянии d друг от друга, то условие максимума выполняется для любой пары щелей; при этом волны, дифрагированные на отдельных щелях, многократно усиливаются в результате интерференции, образуя *главные дифракционные максимумы*.

Условие главных максимумов:

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots). \quad (6)$$

Целое число k называют порядком главного максимума.

Многолучевая интерференция также приводит к образованию слабых *побочных максимумов и минимумов*, последние наблюдаются под углами:

$$d \sin \varphi = \frac{p}{N} \lambda, \quad (7)$$

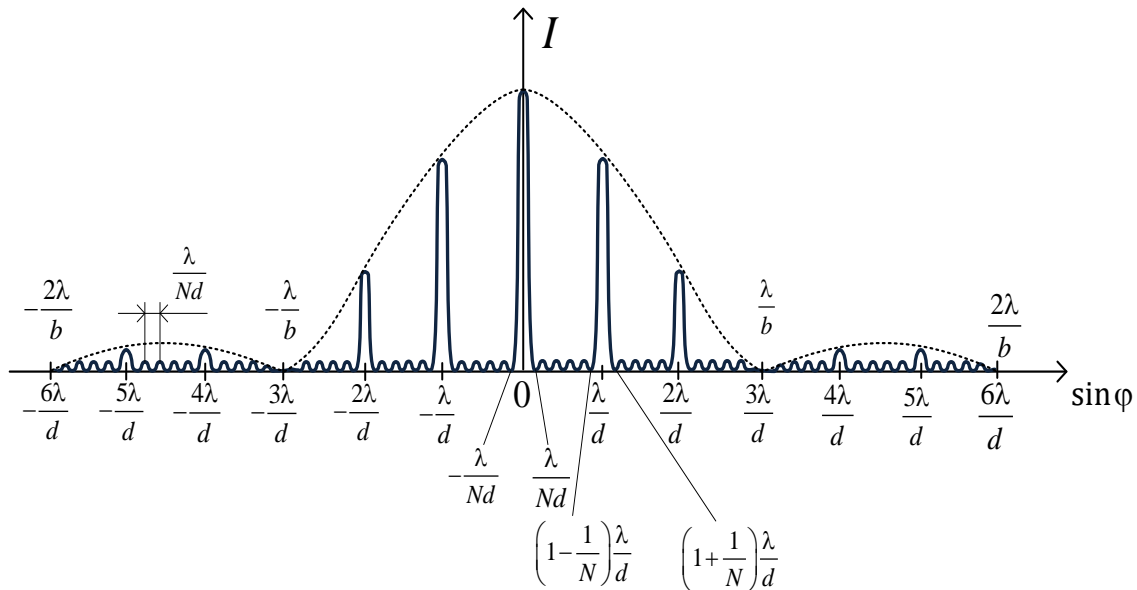
где N – полное число периодов решетки, p – целое число, *не кратное N* .

По известным углу наблюдения φ_k главного максимума k -го порядка и длине волны λ можно найти период дифракционной решетки:

$$d = \frac{k\lambda}{\sin\varphi_k}. \quad (8)$$

Если дифракция наблюдается на плоском экране, расположенном на большом расстоянии D от дифракционной решетки, и расстояние от центрального до k -го максимума равно x_k , то;

$$d = \frac{\lambda k \sqrt{D^2 + x_k^2}}{x_k}. \quad (9)$$



**Рис.7. Распределение интенсивности света
в дифракционной картине от дифракционной решетки**

Если наблюдение ведется в фокальной плоскости собирающей линзы, то вместо параметра D следует подставить фокусное расстояние линзы f . Распределение $I(\sin\varphi)$ для дифракционной решетки показано на рис. 7.

При освещении решетки некогерентным светом дифракция сопровождается разложением света в спектр. Центральный максимум будет иметь тот же цвет, что и источник, так как при $\varphi = 0$ световые волны любой длины имеют нулевую разность хода.

Слева и справа от него будут располагаться дифракционные максимумы для различных длин волн 1-го, 2-го и т.д. порядков, причем большей длине волны будет соответствовать больший угол дифракции φ . Таким образом, дифракционная решетка может служить спектральным прибором. Основное назначение таких приборов – измерение длины волны исследуемого света.

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Задание 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЩЕЛИ

Цель работы: наблюдение в монохроматическом свете дифракции Фраунгофера на одиночной щели и экспериментальное определение ширины щели.

Описание установки и метода измерений

Задача определения ширины щели в данной работе сводится к измерению углов φ , под которыми наблюдаются дифракционные минимумы для лазерного излучения с известной длиной волны.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 8. Источником монохроматического излучения в данной работе является лазер Л, закрепленный горизонтально на оптической скамье. Электропитание лазера осуществляется от блока питания БП. Справа от лазера размещается узкая щель Щ неизвестной ширины b (фронтальное изображение щели показано на схеме установки). Дифракционная картина наблюдается на экране Э, удаленном на расстояние D от щели Щ (на схеме плоскости щели Щ и экрана Э перпендикулярны плоскости чертежа).

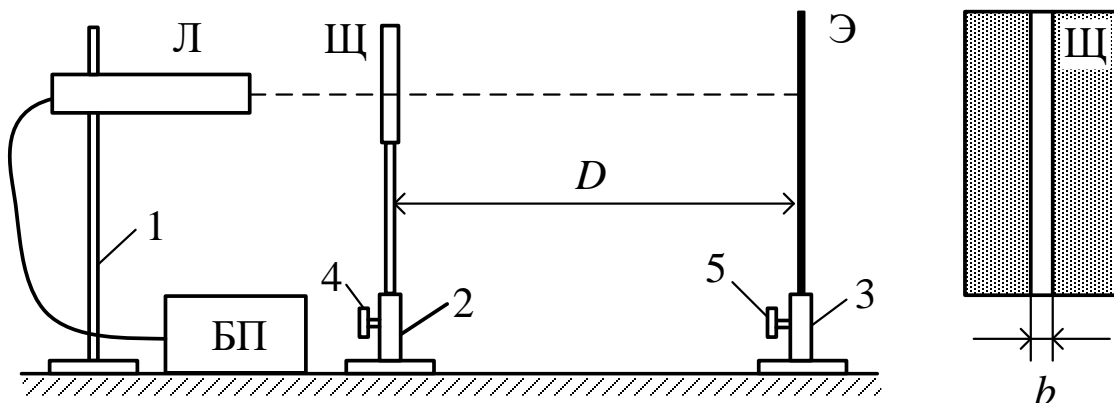


Рис. 8. Схема экспериментальной установки:

- 1, 2, 3 – штативы; 4, 5 – регулировочные винты; Л – газовой лазер;
БП – блок питания лазера; Щ – пластинка со щелью;
ДР – дифракционная решетка; Э – экран

В дистанционном эксперименте используется виртуальная лабораторная установка, показанная на рис. 9.

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJLSb_KxULHRPGFFZQKLUTAK59Z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория

физики» выберите лабораторную работу 5.2.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

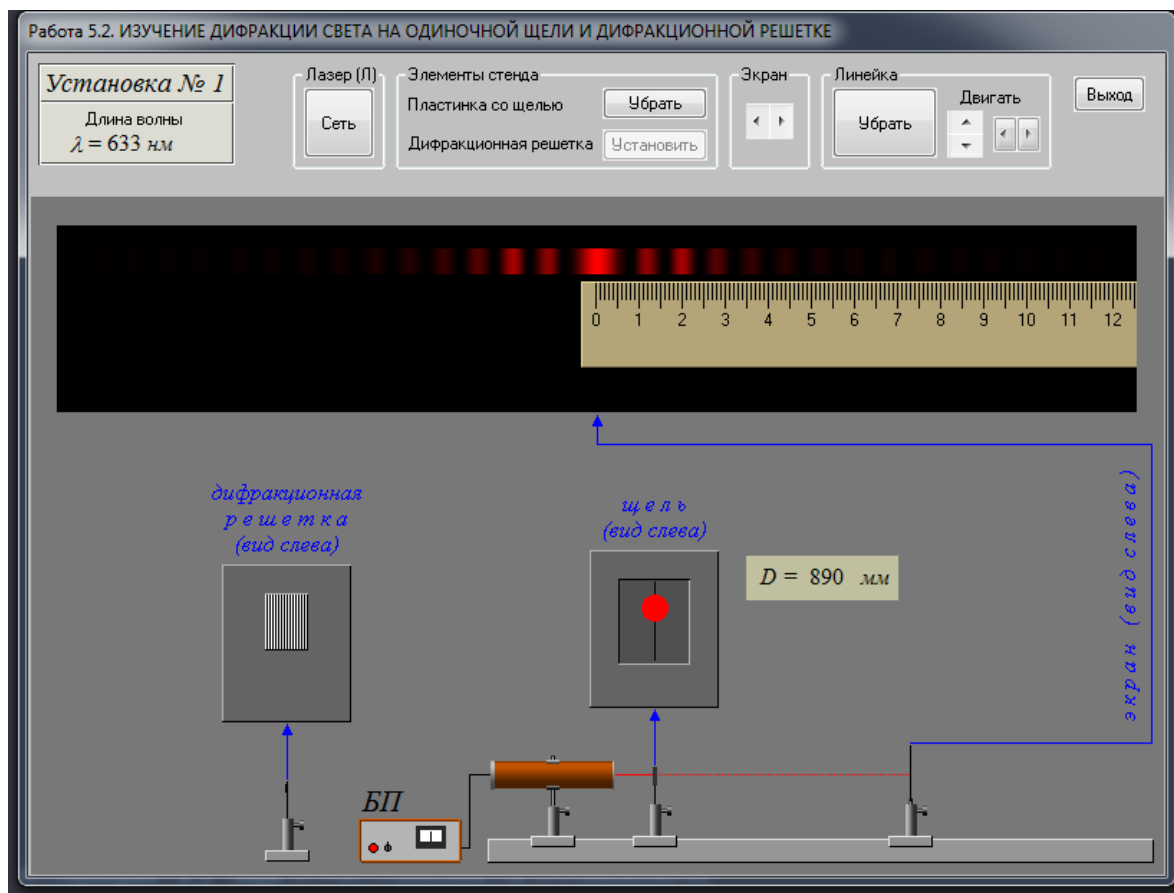


Рис. 9. Виртуальная лабораторная установка

4. Включите лазер (рис. 9) экранной кнопкой «Сеть» (окно «Лазер»). Запишите в протокол измерений значение длины волны лазерного излучения $\lambda = 0,633$ мкм.

5. Выберите и установите элемент «Пластика со щелью» Щ (окно «Элементы стенда»).

6. Установите экран Э (окно «Экран») на таком расстоянии от щели Щ, чтобы наблюдалась четкая дифракционная картина. Запишите расстояние D между щелью Щ и экраном Э в табл. 1.

7. Отсчитайте от центра картины влево и вправо по одинаковому количеству n минимумов; измерьте расстояние между ними. Для этого нажмите кнопку «Приложить» окна «Линейка» и используйте кнопки «вверх»–«вниз» и «влево»–«вправо». Значения n и l_n занесите в табл.1.

8. Повторите пп. 6–7 для такого же количества минимумов, изменяя расстояние D от щели до экрана так, чтобы общее число опытов было не

менее четырех.

9. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

10. Закончите работу, нажмите для этого экранную кнопку «Выход».

Таблица спецификации измерительных приборов

Название прибора	Предел измерения	Цена деления	Инструментальная погрешность

Обработка результатов измерений

1. Для каждого опыта рассчитайте расстояние между центральным максимумом и минимумом n -го порядка $x_n = \frac{l_n}{2}$.

2. Рассчитайте ширину щели b по формуле (5), где $\sin \varphi_n = \frac{x_n}{\sqrt{D^2 + (x_n)^2}}$. Результаты расчетов занесите в табл. 1.

3. Рассчитайте среднее значение ширины щели \bar{b} и занесите его в табл. 1.

Таблица 1

Определение ширины щелей неизвестных размеров

№ опыта	Расстояние между минимумами l_n , мм	Расстояние между центральным максимумом и минимумом n -го порядка x_n , мм	Ширина щели b , мм	Средняя ширина щели, \bar{b} , мм
1				
2				
3				
4				

4. Для одного из опытов рассчитайте погрешность измерений. Запишите результат в виде: $b = \bar{b} \pm \Delta b$.

Контрольные вопросы

1. Что такое явление дифракции?

2. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера? Какая из них изучается в работе?
3. Что представляет собой дифракционная картина при дифракции света на щели?
4. Какие величины необходимо измерить в работе?
5. Что такое фронт волны? Сформулируйте принцип Гюйгенса–Френеля.
6. Как связаны разность хода двух лучей и разность фаз?
7. Какой вид имеет график распределения интенсивности в дифракционной картине при дифракции света на щели?
8. Как будет меняться вид графика распределения интенсивности в дифракционной картине при дифракции света на щели при увеличении или уменьшении размера щели?
9. Какому условию должны удовлетворять углы, под которыми наблюдаются максимумы и минимумы интенсивности при дифракции на одной щели?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Задание 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Описание установки и метода измерений

Задача определения периода d дифракционной решётки ДР в данной работе сводится к измерению углов φ , под которыми наблюдаются дифракционные максимумы для лазерного излучения с известной длиной волны.

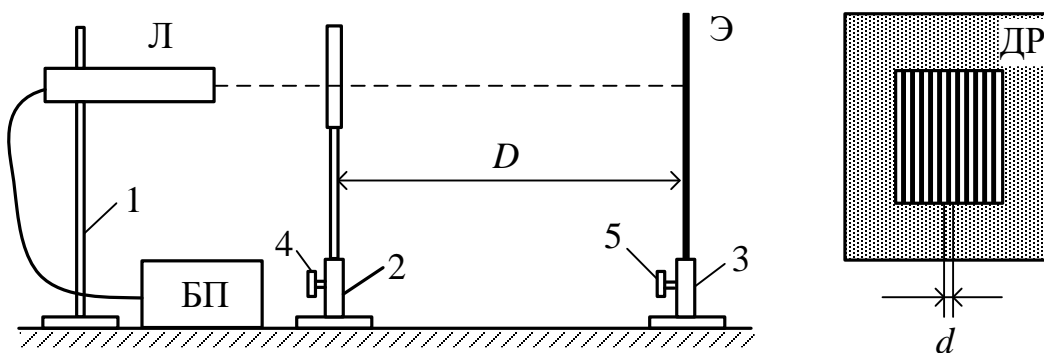


Рис. 10. Схема экспериментальной установки:

- 1, 2, 3 – штативы; 4, 5 – регулировочные винты; Л – газовый лазер;
 БП – блок питания лазера; Щ – пластинка со щелью;
 ДР – дифракционная решетка; Э – экран

Схема экспериментальной установки показана на рис. 10.

Источником монохроматического излучения в данной работе является лазер Л, закрепленный горизонтально на оптической скамье. Электропитание лазера осуществляется от блока питания БП. Справа от лазера размещается дифракционная решетка ДР с неизвестным периодом d (фронтальное изображение решетки показано на схеме установки). Дифракционная картина наблюдается на экране Э, удаленном на расстояние D от решетки ДР (на схеме плоскости решетки ДР и экрана Э перпендикулярны плоскости чертежа).

В дистанционном эксперименте используется виртуальная лабораторная установка, показанная на рис. 9 (см. Задание 1).

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJSB_KxULhRPGFFZQKLUtAK59Z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 5.2.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. Включите лазер (рис. 9) экранной кнопкой «Сеть» (окно «Лазер»). Запишите в протокол измерений значение длины волны лазерного излучения $\lambda = 0,633$ мкм.

5. Выберите и установите элемент «Дифракционная решетка» ДР (окно «Элементы стенда»).

6. Установите экран Э (окно «Экран») на таком расстоянии от дифракционной решетки ДР, чтобы наблюдалась четкая дифракционная картина. Запишите расстояние D между решеткой ДР и экраном Э в таблицу 2.

7. Отсчитайте от центра картины влево и вправо по одинаковому количеству k главных максимумов (не считая центрального); измерьте расстояние между ними. Для этого нажмите кнопку «Приложить» окна «Линейка» и используйте кнопки «вверх»–«вниз» и «влево»–«вправо». Значения k и l_k занесите в таблицу.

Таблица спецификации измерительных приборов

Название прибора	Предел измерения	Цена деления	Инструментальная погрешность

8. Повторите пп. 6–7 для такого же количества главных максимумов, изменяя расстояние D от решетки до экрана так, чтобы общее число опытов было не менее четырех.

9. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

10. Закончите работу, нажмите для этого экранную кнопку «Выход».

Таблица 2

Определение периода дифракционной решетки

Порядок главного максимума $k =$ Длина волны $\lambda =$

№ опыта	Расстояние от дифракционной решетки до экрана D , мм	Расстояние l_k между максимумами порядка m , мм	Расстояние x_k от центрального максимума до главного максимума порядка m , мм	Период дифракционной решетки d , мм	Средний период дифракционной решетки \bar{d} , мм

Обработка результатов измерений

1. Для каждого опыта рассчитайте расстояние между центральным максимумом и максимумом k -го порядка $x_k = \frac{l_k}{2}$.

2. Рассчитайте период дифракционной решетки d по формуле (9). Результаты расчетов занесите в таблицу 2.

3. Рассчитайте среднее значение периода дифракционной решетки \bar{d} и занесите его в таблицу 2.

4. Для одного из опытов рассчитайте погрешность измерений. Запишите результат в виде: $d = \bar{d} \pm \Delta d$.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление дифракции?
2. Что представляет собой дифракционная решетка?
3. Что называется периодом решетки?
4. Что представляет собой дифракционная картина в данной работе?

5. Нарисуйте (качественно) график зависимости интенсивности в дифракционной картине от синуса угла дифракции при условии $d = 3b$, где b – ширина отдельной щели решетки.

6. Каковы основные свойства лазерного излучения?

7. При освещении решетки белым светом какая часть спектра (красная или фиолетовая) будет располагаться ближе к центральной линии дифракционной картины? Какой цвет будет иметь центральный максимум и почему? Почему дифракционная решетка является спектральным прибором?

8. Каково условие главных максимумов интенсивности в дифракционной картине?

9. Каково условие минимумов интенсивности света при дифракции на одной щели?

10. Запишите условие дополнительных минимумов в дифракционной картине.

11. Как будет изменяться дифракционная картина при изменении периода решетки?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Задание 5.2а

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: наблюдение дифракционного спектра решётки; измерение длин световых волн, излучаемых спектральной лампой.

Внимание! Теоретическая часть (введение) является общей для лабораторных работ №5.2 и №5.2а (см. стр.12-19).

Описание установки и метода измерений

Оптическая схема установки приведена на рис.11.

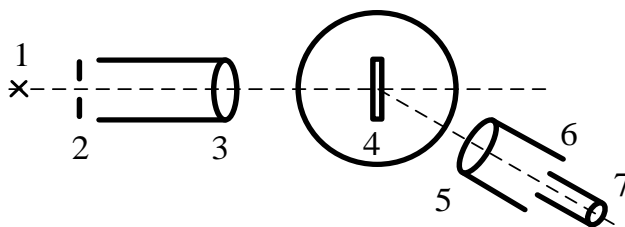


Рис. 11. Оптическая схема установки:

1 – источник света; 2 – щель (расположена в фокальной плоскости линзы 3 коллиматора); 4 – дифракционная решётка; 5 – объектив зрительной трубы 6; 7 – окуляр зрительной трубы

Задача измерения длины волны с помощью дифракционной решётки с известной постоянной d сводится к измерению углов φ , под которыми наблюдаются дифракционные максимумы. Для этого используется оптический прибор – гониометр (рис. 12). Величина угла φ определяется по лимбу, который рассматривается через окуляр микроскопа 4 при включённой подсветке.

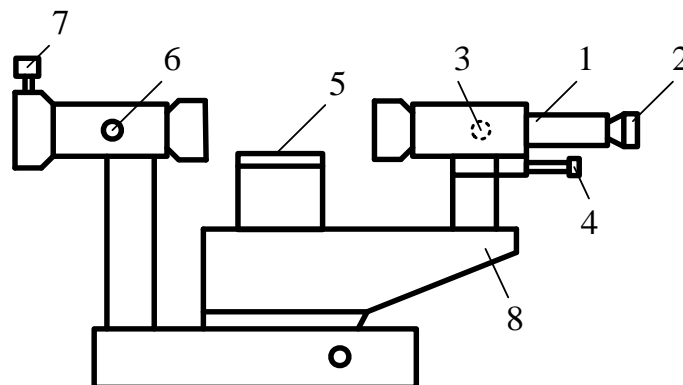


Рис. 12. Основные части гониометра:

1 – зрительная труба, 2 – окуляр, 3 – винт фокусировки трубы, 4 – отсчётный микроскоп, 5 – столик, 6 – коллиматор, 7 – микрометрический винт, регулирующий размер щели коллиматора, 8 – вращающееся основание.

Виртуальная лабораторная установка показана на рис.13.

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJSb_KxULhRPGFFZQKLUTak59z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 5.2а.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. Выберите дифракционную решетку с наилучшим спектром. Запишите в таблицу период выбранной решетки (отображается в левом верхнем окне установки).

5. В появившемся на экране лимбе можно наблюдать исследуемые спектры. Рядом с лимбом отображаются порядок спектра k и угол поворота лимба φ . В экранном окне «Поворот лимба», оперируя клавишей медленного (или, при необходимости, быстрого) поворота лимба «вправо», совместите указатель лимба с первой фиолетовой линией в первом правом порядке спектра, расположенной справа от центрального главного максимума. Запишите значения k и φ_1 в табл. 3.

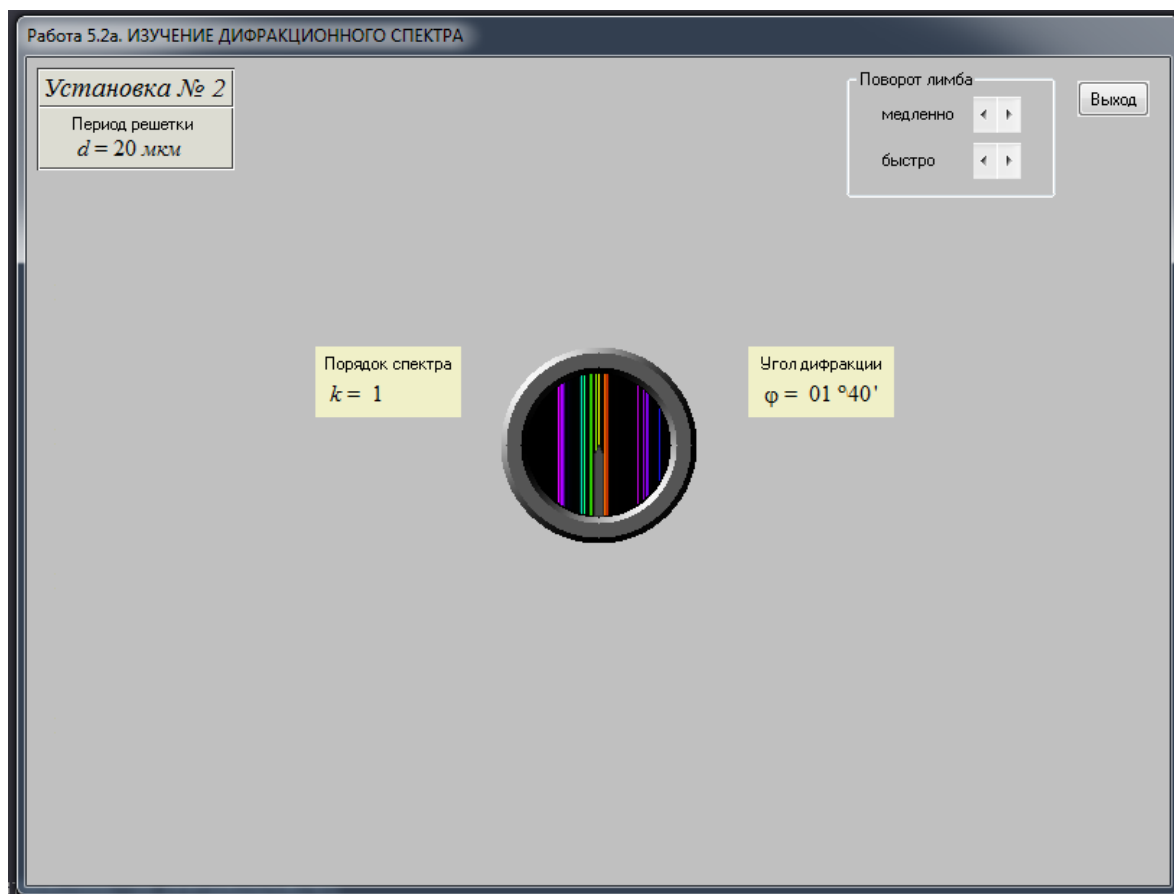


Рис.13. Виртуальная лабораторная установка

6. Аналогично проведите измерения для дальней желтой и дальней красной линий в первом правом порядке спектра. Запишите значения k и φ_1 в табл. 3.

7. Проведите измерения для тех же линий во втором и третьем правых порядках спектров. Данные запишите в табл. 3.

8. Оперирова клавишей медленного (или, при необходимости, быстрого) поворота лимба «влево», совместите указатель лимба с первой фиолетовой линией в первом левом порядке спектра. Запишите значения k и φ_2 в табл. 3.

Таблица спецификации измерительных приборов

Название прибора	Предел измерения	Цена деления	Инструментальная погрешность

9. Повторите пп. 6–7 для спектральных линий, расположенных в левых порядках спектра. Запишите значения k и φ_2 в таблицу 3.

10. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

11. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку "Выход".

Обработка результатов измерений

1. Рассчитайте среднее значение угла дифракции $\bar{\varphi}$ для каждой спектральной линии.

2. Для каждого значения угла $\bar{\varphi}$ найдите длину волны по формуле

$$\lambda = \frac{d \sin \bar{\varphi}}{k}.$$

Таблица 3

Определение длин волн спектральных составляющих

Постоянная решётки $d =$

Цвет линии	k	Угловое положение линии спектра		$\bar{\varphi}$	λ	$\bar{\lambda}$
		φ_1 справа от нулевого максимума	φ_2 слева от нулевого максимума			
	1					
	2					
	3					
	1					
	2					
	3					
	1					
	2					
	3					

3. Вычислите среднее значение длины волны для линий каждого цвета спектра, для которого проводились измерения. Результаты вычислений запишите в табл. 3.

4. Рассчитайте погрешность для одной из спектральных линий.

5. Запишите окончательный результат в виде: $\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda$.

Контрольные вопросы

1. В чём состоит явление дифракции?

2. Что представляет собой дифракционная решётка?
3. Что называется периодом решётки?
4. С помощью какого прибора производятся измерения в работе, какие величины измеряются на опыте?
5. Что представляет собой дифракционная картина?
6. Каким светом освещается дифракционная решётка в работе: монохроматическим или немонохроматическим?
7. Почему дифракционная решётка – спектральный прибор?
8. Какого цвета спектральные линии (жёлтые или фиолетовые) ближе к центральной линии в дифракционном спектре?
9. Каково условие главных максимумов интенсивности для дифракционной решётки?
10. Вывести условие минимумов интенсивности при дифракции на одной щели.
11. Как изменится график $I(\sin \varphi)$ на рис.7, если использовать в эксперименте дифракционные решетки:
 - 1) с периодом, отличающимся вдвое;
 - 2) с одинаковым периодом, но с шириной прозрачного промежутка, отличающимся вдвое;
 - 3) с одним и тем же периодом и общим количеством штрихов, отличающимся в два раза;
 - 4) не меняя дифракционную решетку, изменить длину волны падающего излучения?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа № 5.3

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЯРКОСТНОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: ознакомление с принципом действия яркостного пирометра и практическое измерение яркостной температуры нагретого тела; экспериментальная проверка справедливости закона Стефана–Больцмана.

Внимание! Теоретическая часть (введение) является общей для лабораторных работ №5.3 и №14д.

Введение к лабораторным работам № 5.3 и № 14д

Электромагнитное излучение, испускаемое нагретыми телами, называется тепловым. Тепловое излучение универсально – его испускают все тела в любом агрегатном состоянии при любой температуре.

Тепловое излучение является единственным видом излучения, которое может находиться в термодинамическом равновесии с излучающими телами.

Рассмотрим замкнутую полость с непрозрачными стенками, температура которых поддерживается постоянной. В этой полости будет происходить непрерывный обмен энергией между стенками и заполняющим полость излучением. Если распределение энергий между телом и излучением остаётся неизменным для каждой длины волны, то говорят о термодинамическом равновесии системы «тело–излучение». Такое излучение называется *равновесным*, а плотность энергии излучения достигает определенного значения, зависящего только от установившейся температуры тел. При повышении температуры тела интенсивность излучения увеличивается, при понижении – уменьшается. Спектральный состав равновесного излучения зависит только от температуры тела.

К основным характеристикам теплового излучения относятся следующие:

1. *Поток энергии (мощность излучения)* Φ – величина, равная энергии электромагнитных волн всех возможных частот (или длин волн), испускаемой телом за единицу времени по всем направлениям:

$$\Phi = \frac{dE}{dt}. \quad (1)$$

2. *Интегральная излучательная способность (энергетическая светимость)* тела R_T – величина, равная энергии электромагнитных волн всех возможных частот (или длин волн), испускаемой за единицу времени единицей площади поверхности излучающего тела по всем направлениям:

$$R_T = \frac{dE}{dS dt} = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (2)$$

3. *Спектральная излучательная способность (спектральная плотность энергетической светимости)* тела $r_{\nu,T}$ (или $r_{\lambda,T}$) – величина, равная энергии, испускаемой с единицы площади поверхности излучающего тела за единицу времени по всем направлениям, в единичном интервале частот (или длин волн):

$$r_{\nu,T} = \frac{dE}{dS dt d\nu} \quad (3)$$

или

$$r_{\lambda,T} = \frac{dE}{dS dt d\lambda}. \quad (3a)$$

Очевидно, что

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (4)$$

Так как $\left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{c}{\nu^2} = \frac{\lambda^2}{c}$ и $r_{\nu,T} d\nu = r_{\lambda,T} d\lambda$, то характеристики $r_{\nu,T}$ и $r_{\lambda,T}$ связаны соотношением

$$r_{\nu,T} = \frac{\lambda^2}{c} r_{\lambda,T}.$$

4. *Спектральный коэффициент поглощения (поглощательная способность тела)* $a_{\nu,T}$ (или $a_{\lambda,T}$) – доля энергии, поглощённой телом в диапазоне частот от ν до $\nu + d\nu$ (в диапазоне длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$); тогда, например, для коэффициента $a_{\nu,T}$ имеем соотношение

$$a_{\nu,T} = \frac{dE_{\text{погл}}}{dE_{\text{пад}}}. \quad (5)$$

Аналогичную характеристику, определяющую долю энергии, поглощённой телом во всем диапазоне частот от 0 до ∞ (или в диапазоне длин волн от 0 до ∞), называют *интегральным коэффициентом поглощения (интегральной поглощательной способностью тела)* A_T .

Тело называется *абсолютно чёрным*, если оно поглощает всё падающее на него излучение при любой температуре, частоте и

поляризации. Соответствующие характеристики для этого тела будем обозначать через $r_{v,T}^0$, R_T^0 и т.д. Для абсолютно чёрного тела $a_{v,T}^0 = 1$ ($a_{\lambda,T}^0 = 1$) и $A_T^0 = 1$; для всех остальных тел $a_{v,T} < 1$ ($a_{\lambda,T} < 1$); $A_T < 1$.

Тело, для которого $a_{v,T} = \text{const} < 1$ (или $a_{\lambda,T} = \text{const} < 1$) для всех частот и зависит только от температуры, называется *серым*.

Физической моделью абсолютно черного тела может служить малое отверстие в стенке большой замкнутой полости при условии, что стенка непрозрачна (рис. 1). Излучение, проникшее внутрь через отверстие, после многократных отражений практически полностью поглощается. Если температуру стенки полости поддерживать, то из отверстия выходит излучение, близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела.

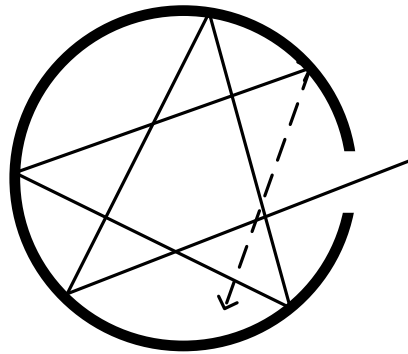


Рис. 1. Физическая модель абсолютно черного тела

Основные законы теплового излучения

1. Закон Кирхгофа

Если несколько разных нагретых тел окружить замкнутой оболочкой, стенки которой полностью отражают падающее на них излучение, то в такой системе спустя некоторое время установится состояние теплового равновесия, при котором температура всех тел станет одинаковой. В динамическом равновесии тело, излучающее больше энергии, то есть обладающее большей излучательной способностью, должно и поглощать больше энергии, т. е. обладать большей поглощательной способностью. Это значит, что должно выполняться соотношение

$$\left(\frac{r_{v,T}}{a_{v,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{v,T}}{a_{v,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{v,T}}{a_{v,T}} \right)_3 = \dots \quad (\text{или}) \quad \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} \right)_3 = \dots,$$

где индексы 1, 2, 3 относятся к разным телам.

Это соотношение выражает закон Кирхгофа: *отношение излучательной способности к поглощательной способности тела не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры, называемой функцией Кирхгофа:*

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f(\nu, T) \quad (6)$$

или

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T). \quad (6a)$$

Так как для абсолютно черного тела по определению $a_{\nu,T}^0 = 1$ (или $a_{\lambda,T}^0 = 1$), то функция Кирхгофа $f(\nu, T)$ (или $f(\lambda, T)$) является излучательной способностью абсолютно черного тела $r_{\nu,T}^0$ (или $r_{\lambda,T}^0$).

Из закона Кирхгофа, в частности, следует, что максимальной излучательной способностью при данной температуре обладает абсолютно чёрное тело, так как $r_{\nu,T} = a_{\nu,T} r_{\nu,T}^0$, а $a_{\nu,T} \leq 1$. Следовательно, $r_{\nu,T} \leq r_{\nu,T}^0$.

Тогда закон Кирхгофа можно записать в виде:

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = r_{\nu,T}^0 \quad (7)$$

или

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T}^0. \quad (7a)$$

2. *Закон Стефана–Больцмана: интегральная излучательная способность абсолютно чёрного тела пропорциональна его абсолютной температуре в четвёртой степени:*

$$R_T^0 = \sigma T^4, \quad (8)$$

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

Для произвольного тела

$$R_T = \int_0^\infty a_{\nu,T} r_{\nu,T}^0 d\nu = \int_0^\infty a_{\lambda,T} r_{\lambda,T}^0 d\lambda = A_T \sigma T^4, \quad (9)$$

где коэффициент A_T для тел, не являющихся абсолютно черными или серыми может сильно зависеть от температуры.

Для нечерного тела интегральную излучательную способность можно также представить в виде:

$$R_T = BT^n,$$

где n может оказаться больше 4. Например, при повышении температуры темп роста интегральной излучательной способности серого тела в некотором диапазоне температур выше, чем у черного. У вольфрама при $T \approx 2000$ К значение n приблизительно равно пяти.

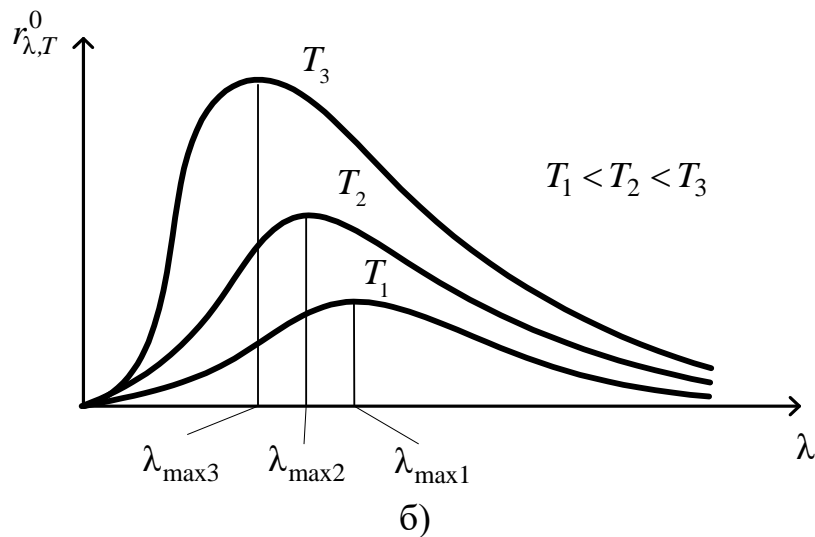
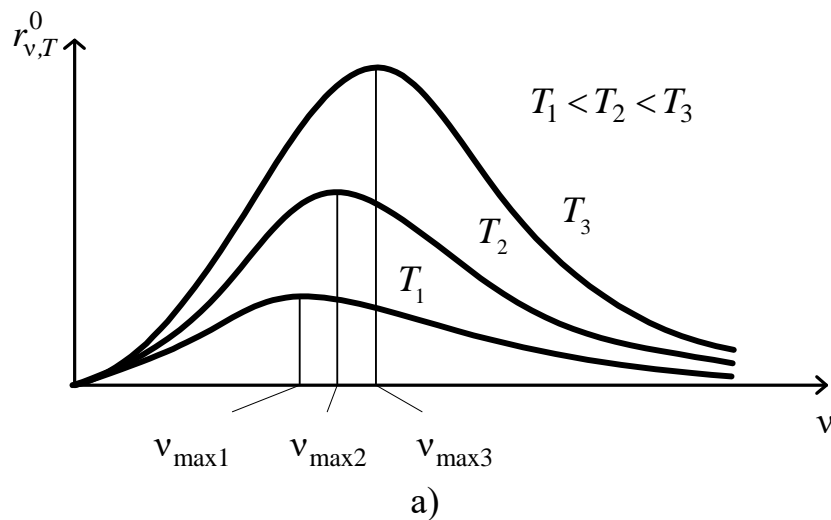


Рис. 2. Графики зависимости спектральной излучательной способности черного тела $r_{\nu,T}^0(\nu)$ и $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$ при разных температурах

3. Закон смещения Вина: длина волны (частота), соответствующая максимуму излучательной способности абсолютно чёрного тела, с ростом температуры смещается в область более коротких длин волн (более высоких частот):

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (10)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

4. *Формула Планка.* М. Планк выдвинул гипотезу о том, что электромагнитное излучение поглощается и испускается дискретными порциями. Минимальная порция энергии – *квант* – равна $\varepsilon = h\nu$, где ν – частота излучения, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – *постоянная Планка*.

По Планку спектральная излучательная способность абсолютно чёрного тела имеет вид

$$r_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}; \quad (11)$$

$$r_{\lambda,T}^0 = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (11a)$$

где c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана.

Соответствующие графики для трех температур изображены на рис. 2а и 2б, где площади, лежащие под графиками, пропорциональны T^4 .

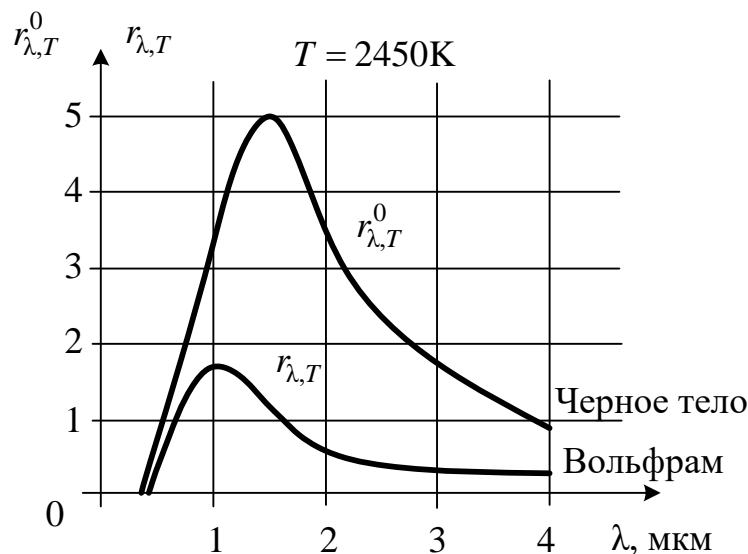


Рис. 3. Графики зависимости спектральной излучательной способности для абсолютно черного тела и вольфрама

На любой длине волны излучательная способность нечёрного тела не может быть больше излучательной способности чёрного тела при той же температуре, но вид функции $r_{\lambda,T}$ может сильно отличаться от функции $r_{\lambda,T}^0$. На рисунке 3 показана зависимость излучательной

способности вольфрама $r_{\lambda,T}$ от длины волны λ при $T = 2450$ К. Там же для сравнения приведена зависимость $r_{\lambda,T}^0$ от λ для чёрного тела при той же температуре. Отношение $r_{\lambda,T}/r_{\lambda,T}^0$ меняется от 0,4 в области $\lambda \approx 1$ мкм, до 0,2 при $\lambda \approx 4$ мкм, и длины волн, соответствующие максимумам излучательных способностей, не совпадают.

Описание установки и метода измерений

Схема экспериментальной установки представлена на рис.4.

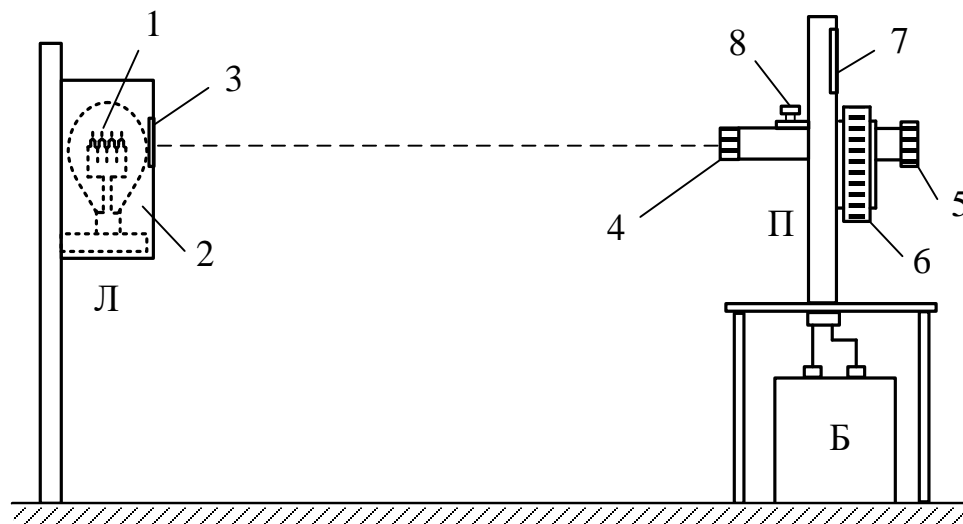


Рис. 4. Схема экспериментальной установки:

L – исследуемая лампа; Π – пирометр; B – батарея питания.

1 – нить накала лампы L ; 2 – защитный кожух; 3 – окно;

4 – объектив; 5 – окуляр; 6 – кольцо потенциометра;

7 – шкала; 8 – ввод/вывод нейтрального светофильтра

Объектом исследования в данной работе является раскаленная нить 1 лампы L . Лампа помещена в защитный кожух 2, в котором имеется прямоугольное окно 3. Прошедший через окно излучаемый лампой свет попадает на объектив 4 яркостного пирометра Π – специального прибора для бесконтактного (осуществляемого на расстоянии) измерения высоких температур тела.

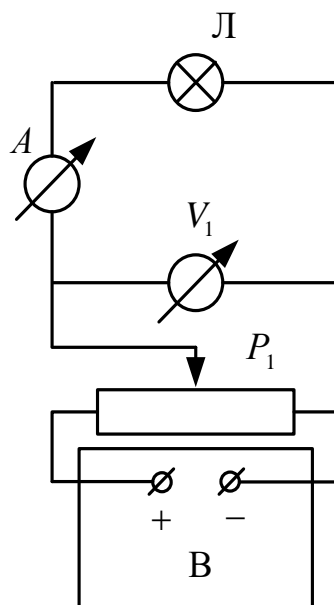


Рис. 5. Схема питания исследуемой лампы Л

Схема питания лампы Л от выпрямителя В изображена на рис. 5. Подаваемое на лампу напряжение регулируется с помощью потенциометра P_1 и измеряется вольтметром V_1 ; для измерения силы тока, протекающего по нити накала 1, служит амперметр А. В качестве источника питания лампы Л используется выпрямитель В.

Основной частью пирометра Π является вмонтированная внутри прибора пирометрическая эталонная лампа Э. Эталонная лампа питается от внешней аккумуляторной батареи В по схеме, изображенной на рис. 5. Цепь замыкается тумблером К, расположенным у основания пирометра. Потенциометр P_2 служит для регулирования подаваемого на лампу Э напряжения; на практике это осуществляется вращением кольца 6 на корпусе прибора. Температура нити накала эталонной лампы однозначно связана с подаваемым на нее напряжением; поэтому шкала 7 вольтметра V_2 проградуирована в градусах Цельсия.

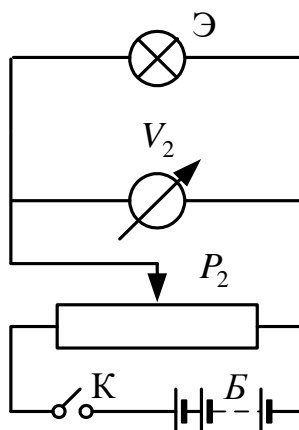


Рис. 5. Схема питания эталонной лампы Л

Попадающий на объектив 4 свет от исследуемой лампы Л проходит через систему линз оптической трубы пирометра (рис. 6), позволяющую наблюдать в окуляр 5 совмещенные в одной плоскости изображения нитей накала исследуемой (Л) и эталонной (Э) ламп. Расположенный в оптической трубе красный светофильтр КФ пропускает в окуляр практически монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 660 \text{ нм}$; поэтому изображения нитей красного цвета.

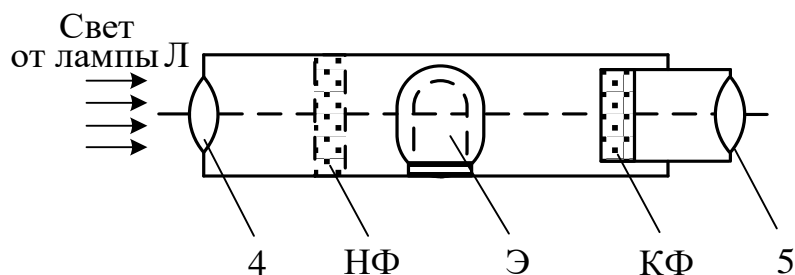


Рис. 6. Прохождение света от лампы через оптическую трубу пирометра

Изменяя напряжение, подаваемое на эталонную лампу Э, можно добиться одинаковой яркости обеих нитей, эталонная нить становится незаметной на фоне исследуемой нити (поэтому приборы такого типа называют пирометрами с исчезающей нитью).

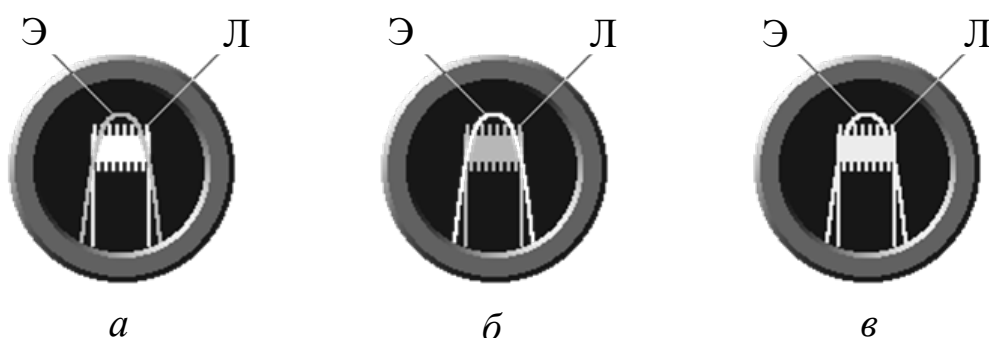


Рис. 7. Изображения спирали исследуемой лампы Л и нити эталонной лампы Э в объективе пирометра

- а) яркость спирали больше яркости нити;
- б) яркость нити больше яркости спирали;
- в) яркости спирали и нити одинаковы

При высокой температуре лампы Л предусмотрено введение нейтрального светофильтра НФ с помощью рычажка 8 на корпусе пирометра. Нейтральный светофильтр уменьшает яркость изображения нити Л и позволяет уравнивать яркости наблюдаемых в окуляр нитей при меньшем напряжении на лампе Э. При введенном светофильтре НФ показания пирометра снимаются с его нижней шкалы, а при выведенном

(низкие температуры) – с верхней.

В отсутствие красного светофильтра КФ яркость изображения нити прямо пропорциональна ее интегральной излучательной способности R_T . Через светофильтр КФ проходит лишь часть этой энергии ΔR_T , соответствующая интервалу длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Для достаточно узкого интервала $\Delta\lambda$ можно положить

$$\Delta R_T = r_{\lambda,T} \cdot \Delta\lambda, \quad (12)$$

где $r_{\lambda,T}$ – спектральная излучательная способность тела; T – его абсолютная температура.

Проблема градуировки пирометра заключается в том, что различные тела имеют разные значения спектральной излучательной способности при одних и тех же значениях длины волны и температуры. Открытые экспериментально и обоснованные теоретически законы описывают тепловое излучение *абсолютно черного тела* (АЧТ). Поэтому проградуированная соответствующим образом шкала пирометра показывает не истинную температуру T нити эталонной лампы Э, а так называемую *яркостную температуру* $T_{\text{я}}$, т.е. температуру АЧТ, имеющего такую же яркость. При выравнивании яркостей нитей Л и Э значения ΔR_T у них становятся одинаковыми (только в узком диапазоне длин волн, выделяемом светофильтром КФ. Учитывая (12), можем записать

$$r_{\lambda,T} = r_{\lambda,T_{\text{я}}}^0 \quad (13)$$

где $r_{\lambda,T_{\text{я}}}^0$ – спектральная плотность потока излучения абсолютно черного тела при температуре $T_{\text{я}}$.

Как следует из *закона Кирхгофа* (7а),

$$r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} \cdot r_{\lambda,T}^0, \quad (14)$$

где $a_{\lambda,T}$ – спектральный коэффициент поглощения тела. У многих тел, в частности, у вольфрама, из которого изготовлена нить лампы Л, коэффициент поглощения не очень сильно зависит от температуры. Поэтому можно с достаточной степенью точности использовать на заданной длине волны λ усредненное в данном температурном диапазоне значение $\bar{a}_{\lambda,T}$. Тогда последнее соотношение примет вид

$$r_{\lambda,T} = \bar{a}_{\lambda,T} \cdot r_{\lambda,T}^0. \quad (15)$$

Приравнявая друг другу правые части выражений (13) и (15), получим:

$$\bar{a}_{\lambda,T} \cdot r_{\lambda,T}^0 = r_{\lambda,T_{\text{я}}}^0. \quad (16)$$

При сравнительно низких температурах ($T < 6000 \text{ K}$) с учетом того, что $e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \gg 1$, формула Планка (11а) и примет вид

$$r_{\lambda,T}^0 = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}.$$

Подставляя последнее выражение в (16), получим

$$\bar{a}_{\lambda,T} \cdot e^{-\frac{hc}{\lambda kT}} = e^{-\frac{hc}{\lambda kT_{\text{я}}}}$$

или после логарифмирования:

$$\ln \bar{a}_{\lambda,T} = \frac{hc}{\lambda k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} \right). \quad (17)$$

Уравнение (17) связывает истинную температуру T излучающего тела с его яркостной температурой $T_{\text{я}}$. Решая его относительно T , найдём

$$T = \frac{1}{\frac{1}{T_{\text{я}}} + C}, \quad (18)$$

где

$$C = \frac{\lambda k}{hc} \ln \bar{a}_{\lambda,T}. \quad (19)$$

Поток энергии, излучаемый спиралью лампы Л при нагревании, можно представить, с одной стороны, как разность потоков, излучаемых ею при температуре нагрева Φ и при комнатной температуре Φ_0 ($\Phi - \Phi_0$). С другой стороны, этот же поток энергии равен подведенной к лампе мощности $\eta P = \eta UI$, т. е.

$$\Phi - \Phi_0 = \eta P, \quad (20)$$

где η – КПД питающей цепи, $P = UI$ – мощность электрического тока.

Считая спираль лампы Л *серым телом*, т. е. пренебрегая зависимостью ее коэффициента поглощения от длины волны, с учетом закона Стефана–Больцмана получим:

$$R_T = A_T \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^0 d\lambda = A_T \sigma T^4.$$

Аналогичное выражение можно записать для энергетической светимости тела при комнатной температуре:

$$R_{T_0} = A_{T_0} \sigma T^4.$$

Тогда выражение (20) можно записать в виде

$$S \sigma (A_T T^4 - A_{T_0} T_0^4) = \eta UI, \quad (21)$$

где S – площадь излучающей поверхности нити спирали

Значения коэффициентов поглощения A_T и A_{T_0} (при температурах T и T_0) составляют десятые доли единицы, т. е. являются величинами одного порядка, в то время как абсолютная температура раскаленной

нити в четыре-пять раз превышает комнатную температуру T_0 . Таким образом, $T_0^4 \ll T^4$ и вычитаемым в левой части уравнения (21) можно пренебречь. Следовательно,

$$A_T \sigma T^4 S = \eta UI. \quad (22)$$

Представим уравнение (22) в виде

$$T^4 = \frac{\eta}{A_T \sigma S} P. \quad (23)$$

Логарифмируя уравнение (23), получим

$$4 \ln T = \ln \left(\frac{\eta}{A_T \sigma S} \right) + \ln P$$

или

$$\ln T = C_1 + 0,25 \ln P, \quad (24)$$

где

$$C_1 = 0,25 \ln \left(\frac{\eta}{A_T \sigma S} \right). \quad (25)$$

Из соотношения (24) следует, что график зависимости $\ln T$ от $\ln P$ должен иметь линейную зависимость с угловым коэффициентом, примерно равным 0,25.

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJLSb_KxULhRPGFFZQKLUtAK59z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 5.3.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. В окне виртуальной лабораторной установки (рис. 8) «Установка №...» выберите минимальное из предложенного диапазона значение напряжения на лампе Л (например, на установке №1 это напряжение равно 50 В – см. рис.8) и запишите его в табл. 1. Кнопкой «Яркость лампы Л» в окне «Потенциометры», используя клавиши «больше»–«меньше» установите это напряжение на лампе Л. Запишите значения тока и напряжения, в цепи исследуемой лампы Л в таблицу.

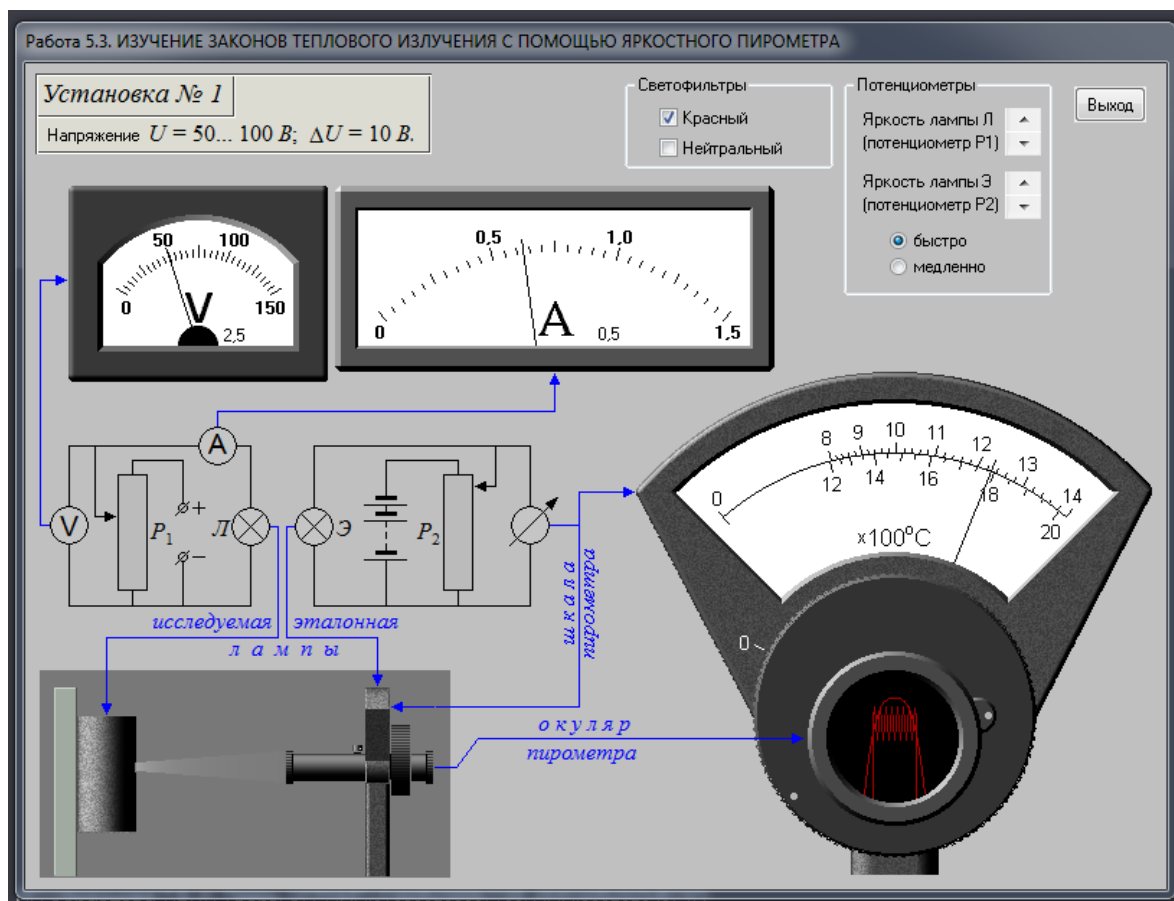


Рис. 8. Виртуальная лабораторная установка

Внимание!

При проведении всех измерений наблюдение ведется с использованием красного светофильтра КФ (изображение спиралей ламп Л и Э в окне пирометра должно быть красного цвета).

При выполнении измерений может появляться всплывающее окно с рекомендациями ввести или убрать красный (КФ) и нейтральный (НФ) светофильтры и использовать соответствующие части шкалы.

О введенном светофильтре КФ говорит только цвет изображения спиралей в окне пирометра (при выведенном светофильтре КФ изображение приобретает желтый цвет).

При значениях напряжений $\leq 60 \text{ В}$ нейтральный светофильтр НФ не используется, а измерение температуры производится по верхней шкале пирометра. При значениях напряжений $> 60 \text{ В}$ необходимо ввести светофильтр НФ, отсчет температур при этом производится по нижней шкале пирометра.

Введение и выведение светофильтров КФ и НФ производится в окне «Светофильтры» нажатием на соответствующие кнопки. При этом о введенном светофильтре НФ можно судить только по яркости изображения лампы Л в окне пирометра – при выведенном светофильтре

НФ она значительно больше.

Таблица 1

Результаты измерений и расчетов

Номер опыта	U , В	I , А	P , Вт	$\ln P$	$t_{\text{я}}$, °С	$T_{\text{я}}$, К	T , К	$\ln T$
1					$t_1 =$	-	-	-
					$t_2 =$			
					$t_3 =$			
					$t =$			
2					$t_1 =$	-	-	-
...					...			
6					$t_1 =$	-	-	-
					$t_2 =$			
					$t_3 =$			
					$t =$			

5. Кнопкой «Яркость лампы Э» в окне «Потенциометры», используя клавиши «больше»–«меньше» установите такое напряжение на лампе Э, при котором яркости изображений нитей исследуемой лампы Л и эталонной лампы Э (нить эталонной формы имеет форму дуги) окажутся одинаковыми. По шкале пирометра определите яркостную температуру нити и занесите ее значение (в градусах Цельсия) в таблицу.

6. Уменьшите яркость изображения нити пирометра (кнопкой «Яркость лампы Э» в окне «Потенциометры», используя клавиши «больше»–«меньше») и повторите п. 5 еще дважды. Рассчитайте и занесите в таблицу среднее из трех значений температуры $\bar{t}_{\text{я}}$. Переведите это значение из (°С) в (К) и заполните столбец $T_{\text{я}}$.

8. Увеличивая напряжение U на лампе Л согласно рекомендациям, выполните пп. 5–6 еще пять раз.

9. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку «Выход».

Обработка результатов измерений

1. Для каждого из проделанных опытов рассчитайте по формуле $P = UI$ мощность P и величину $\ln P$; занесите значения в соответствующие столбцы таблицы 1.

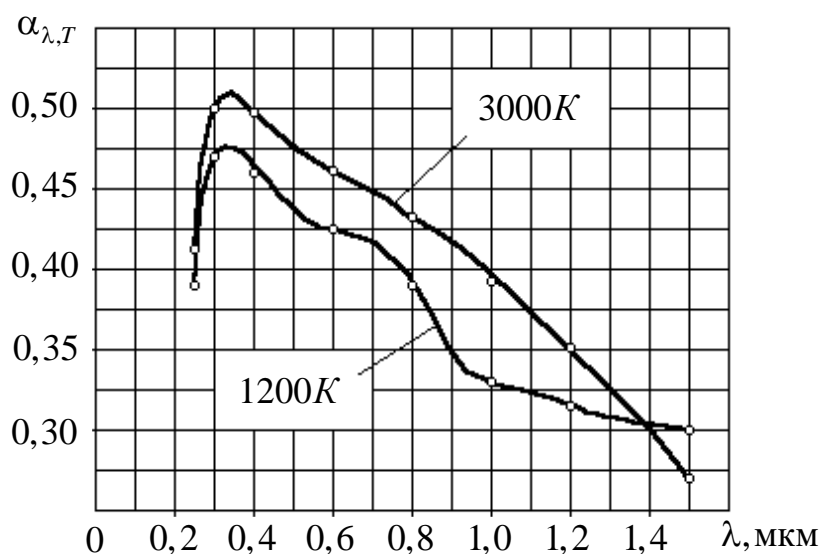
2. Считая, что в исследуемом температурном диапазоне при длине волны $\lambda = 660$ нм коэффициент поглощения вольфрама $a_{\lambda,T} \approx A_T$ равен

0,45, по формуле (19) вычислите константу C (в K^{-1}) и запишите ее в протокол. Расчеты выполните в СИ.

3. Для каждого опыта рассчитайте по формуле (18) истинную абсолютную температуру T нити накала лампы L , а также величину $\ln T$. Заполните соответствующие столбцы таблицы.

4. Постройте график зависимости $\ln T$ от $\ln P$. Определите угловой коэффициент этой прямой. Рассчитайте по графику погрешность определения углового коэффициента. Сделайте вывод о применимости закона Стефана-Больцмана для данного объекта исследования.

Приложение



Контрольные вопросы

1. Какое тело называется "абсолютно чёрным телом"? Дайте определение интегральной излучательной способности нагретого тела. В каких единицах она измеряется?

2. Дайте определение спектральной излучательной способности. Каким соотношением она связана с интегральной излучательной способностью нагретого тела? В каких единицах они измеряются?

3. Дайте определение коэффициента поглощения тела.

4. Как зависит спектральная излучательная способность тела от частоты (длины волны)? Как изменяется эта зависимость при изменении температуры тела?

5. Запишите формулу Планка. Сформулируйте гипотезу Планка для теплового излучения?

4. Сформулируйте закон смещения Вина.

5. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана.

6. Сформулируйте закон Кирхгофа? Как он применяется в данной работе?
7. Как измеряется температура нагретой нити лампы?
8. Как можно при помощи яркостного пирометра определить яркостную и истинную температуру нагретого тела?
9. Опишите метод измерения истинной температуры нагретого тела с помощью яркостного пирометра.
10. Каково назначение красного и нейтрального светофильтров в пирометре?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа № 14д

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ссылка на лабораторную работу (ее надо вставить в адресную строку браузера): https://phet.colorado.edu/sims/html/blackbody-spectrum/latest/blackbody-spectrum_en.html.

Цель работы: исследование зависимости спектральной излучательной способности абсолютно черного тела от температуры и длины волны излучения; определение постоянной Вина.

Внимание! Теоретическая часть (введение) является общей для лабораторных работ №5.3 и №14д (см. стр.35-40).

Описание установки и метода измерений

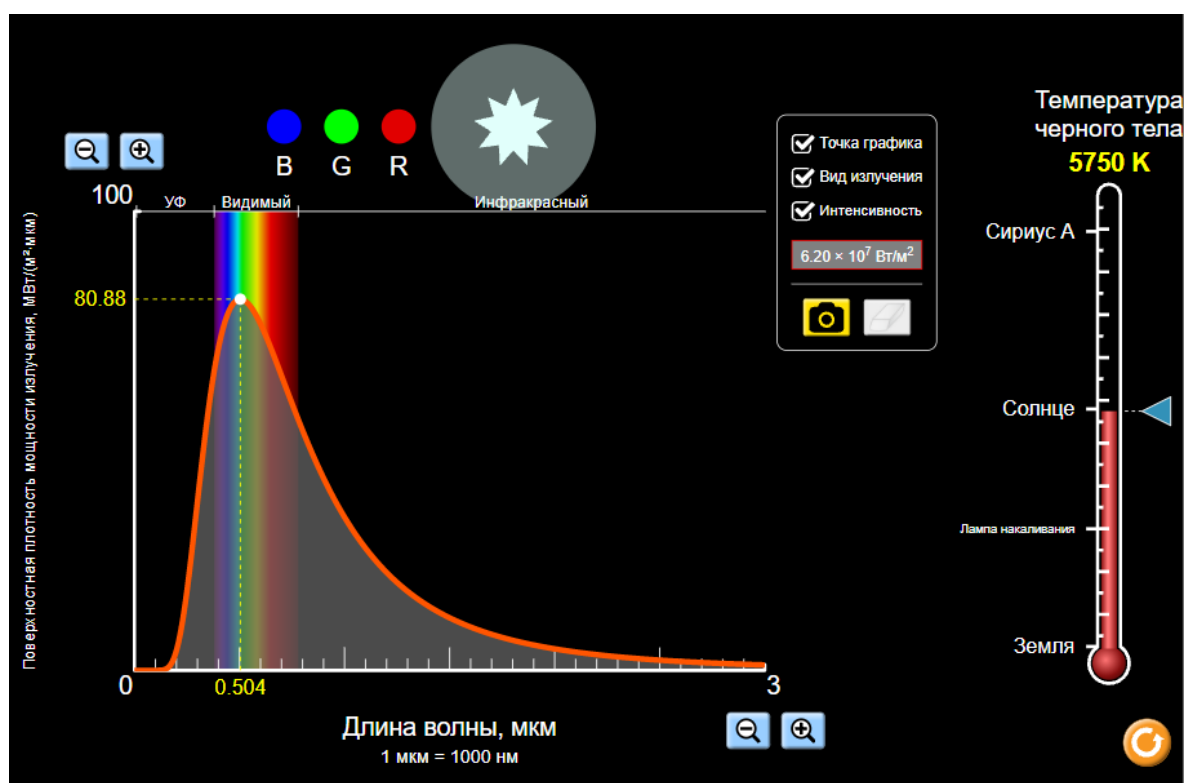




Рис. 1. Вид рабочего окна программы

В рабочем окне программы предусмотрена возможность автоматического построения спектра излучения абсолютно черного тела в форме графика зависимости поверхностной плотности мощности излучения (спектральной плотности потока излучения) $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$ от длины

волны излучения λ , где $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$ измеряется в МВт/(м²·мкм), длина волны – в мкм.

Изменение температуры производится перемещением ползунка по шкале температур, расположенной в правой части экрана, значение температуры отображается непосредственно над шкалой. На шкале отмечены температуры опорных объектов: Земли, лампы накаливания, Солнца, Сириуса А. Нажатие на кнопку  отобразит численное значение текущей температуры (верхнее значение с красной линией). Внимание! Эта кнопка также позволяет сохранить текущую зависимость спектра излучения абсолютно черного тела при данной температуре для последующего сравнения. Повторное нажатие на нее сохранит зависимость для еще одной температуры. Всего на графике может быть представлено максимум три зависимости при различных температурах. При следующем нажатии первая из сохраненных зависимостей исчезнет.

При сильном изменении температуры график зависимости поверхностной плотности мощности излучения $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$ от длины волны излучения λ может выйти за пределы отображения на графике. В этом случае необходимо выполнить масштабирование с помощью кнопок , расположенных около каждой оси.

Для проведения измерений по графику необходимо поставить галочку около пункта «Точка графика». При этом на графике текущей зависимости появится белая точка с измеренными координатами. При перетаскивании белой точки левой кнопкой мыши, положение и измеренные значения будут изменяться.

Для получения значения реальной интенсивности в максимуме кривой спектра излучения необходимо поставить галочку около пункта «Интенсивность». Тогда в рамке под окном программы "Интенсивность" будет выводиться значение интенсивности излучения в максимальной точке спектра.

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Установите первую из заданных температур T_1 абсолютно черного тела.

2. Используя окно программы «Точка графика», снимите значения $r_{\lambda,T}^0$ для различных значений λ с виртуальной лабораторной установки (не менее 10–12 точек), занесите их в табл. 1, а затем постройте спектр излучения абсолютно черного тела для этой температуры на листе миллиметровки. Скопируйте с экрана виртуальной лабораторной установки и приложите к отчету соответствующий график зависимости

$r_{\lambda,T}^0(\lambda)$. Сделайте выводы о том, какой части шкалы электромагнитных волн принадлежит максимум функции $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$.

Таблица 1

Данные для построения спектров излучения тел

$T_1 =$	$\lambda_{m1} =$							
λ , мкм	λ_1	λ_2	...					
Спектральная излучательная способность $r_{\lambda,T}^0$, МВт/м ² ·мкм								

$T_2 =$	$\lambda_{m2} =$							
λ , мкм	λ_1	λ_2	...					
Спектральная излучательная способность, $r_{\lambda,T}^0$, МВт/м ² ·мкм								

$T_3 =$	$\lambda_{m3} =$							
λ , мкм	λ_1	λ_2	...					
Спектральная излучательная способность, $r_{\lambda,T}^0$, МВт/м ² ·мкм								

2. Повторите п. 1 для двух других заданных значений температуры. Графики $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$ для разных значений температур следует строить на отдельных листах миллиметровки.

3. Для Земли, лампы накаливания, Солнца и Сириуса запишите их температуры, максимальные значения функции $r_{\lambda,T}^0$, а также длины волн λ_m , соответствующие этим значениям. Скопируйте с экрана виртуальной лабораторной установки и приложите к отчету соответствующие графики зависимости $r_{\lambda,T}^0(\lambda)$.

4. Определите значение длины волны λ_m , соответствующее максимуму спектральной излучательной способности тел для температур от 500 К до 10 000 К с шагом 500 К. Данные занесите в табл. 2. Постройте график $\lambda_m(1/T)$. Проверьте, является ли эта зависимость линейной.

Таблица 2

Результаты определения λ_m при разных температурах

№п/п	T , К	$1/T$, К ⁻¹	λ_m , мкм

5. Найдите из графика значение постоянной Вина по формуле

$$b = \frac{\Delta(\lambda_m)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)},$$

где $\Delta(\lambda_m)$ и $\Delta\left(\frac{1}{T}\right)$ – соответственно области изменения величин λ_m и $\frac{1}{T}$ на графике.

Таблица 3

Данные для построения графика зависимости максимума спектральной излучательной способности тел от температуры

T , К	T_1 , К	T_2 , К	...					
Максимальная спектральная излучательная способность, $r_{\lambda,T,\max}^0$, МВт/м ² ·мкм								

6. Сравните результат расчёта b со справочным значением. Сделайте выводы.

7. Определите интенсивность пика спектра для температур от 500 К до 10 000 К с шагом 500 К, запишите результаты в табл. 3. Постройте

график зависимости максимальной спектральной излучательной способности $r_{\lambda,T,\max}^0$ (МВт/м²·мкм) от температуры T (К). Сделайте выводы.

Контрольные вопросы

1. Какое тело называется абсолютно чёрным телом? Дайте определение интегральной излучательной способности нагретого тела.
2. Дайте определение спектральной излучательной способности тела. Каким соотношением она связана с интегральной излучательной способностью тела?
3. Дайте определение коэффициента поглощения нагретого тела.
4. Как зависит спектральная излучательная способность тела от частоты (длины волны)? Как меняется эта зависимость при изменении температуры тела?
5. Запишите формулу Планка.
6. Сформулируйте закон смещения Вина.
7. Сформулируйте закон Стефана–Больцмана.
8. Сформулируйте закон Кирхгофа.
9. В чём состоит?
10. Какой математической зависимостью можно описать ход графика, соответствующего функции Кирхгофа?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа № 5.4

ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ

Цель работы: снятие вольт-амперной характеристики (ВАХ) вакуумного фотоэлемента; определение работы выхода электрона из металла и красной границы внешнего фотоэффекта.

Введение

Внешним фотоэффектом (или фотоэлектронной эмиссией) называется явление испускания электронов веществом под действием света. Это результат неупругого взаимодействия фотона и электрона.

В отличие от внешнего фотоэффекта явление внутреннего фотоэффекта связано с изменением электропроводности полупроводников (фотопроводимость), возникновением электродвижущей силы, изменением диэлектрической проницаемости (фотодиэлектрический эффект).

Внешний фотоэффект является одним из физических явлений, подтверждающих квантовую природу света, а также квантовый характер взаимодействия света с веществом.

Рассмотрим явление внешнего фотоэффекта в металлах. В нормальных условиях свободные электроны, двигаясь хаотически, удерживаются внутри металла, но вблизи его поверхности электроны, имеющие энергию, недостаточную для выхода из металла, удаляются от его поверхности на малое расстояние порядка 10^{-7} – 10^{-8} см и тут же возвращаются обратно. В результате у поверхности металла существует тонкий слой электронов, а в приповерхностной области – слой нескомпенсированных зарядов положительных ионов, т. е. образуется так называемый двойной электрический слой, электрическое поле которого создает силы, действующие на электрон, направленные внутрь металла.

Следовательно, для удаления электрона из металла необходимо совершить работу, которая идет на преодоление электростатических сил двойного электрического слоя у поверхности металла, а также против сил притяжения со стороны избыточного положительного заряда, образовавшегося в результате выхода электрона с поверхности металла.

Работой выхода $A_{\text{вых}}$ электрона из металла называется наименьшая работа, которую нужно совершить для выхода электрона из металла в вакуум без сообщения кинетической энергии.

Если при освещении светом поверхности металла энергия фотона превышает работу выхода, то электрон может покинуть металл. Следовательно, при поглощении кванта энергия фотона расходуется на

совершение электроном работы выхода и сообщение ему кинетической энергии. Таким образом, баланс энергий выглядит следующим образом:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m v_{\text{max}}^2}{2}, \quad (1)$$

где $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона, m и v_{max} – его масса и максимальная скорость соответственно, ν – частота излучения, h – постоянная Планка.

Это соотношение называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Из (1) следует, что кинетическая энергия фотоэлектронов $E_{\text{кmax}}$ не зависит от интенсивности света, а линейно зависит от частоты света (рис.1). При достаточно низкой частоте света фотоэффект не наблюдается: энергии фотона не хватает на работу выхода электрона. *Критическая частота, при которой прекращается фотоэффект, называется красной границей фотоэффекта.* Красная граница фотоэффекта определяется работой выхода:

$$h\nu_{\text{кр}} = A_{\text{вых}}. \quad (2)$$

У различных металлов красная граница фотоэффекта различна.

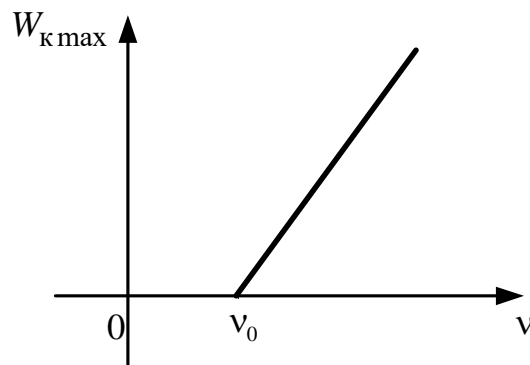


Рис. 1. Зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты

Описание установки и метода измерений

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

Для исследования явления внешнего фотоэффекта в данной установке используется вакуумный фотоэлемент ФЭ. Фотоэлемент представляет собой стеклянный баллон, из которого откачан воздух, а одна половина поверхности баллона покрыта тонким слоем светочувствительного вещества, служащего катодом k . В центре баллона располагается анод a , выполненный в виде кольца или шарика. Корпус фотоэлемента снабжен специальным карманом, в котором размещается светофильтр СФ.

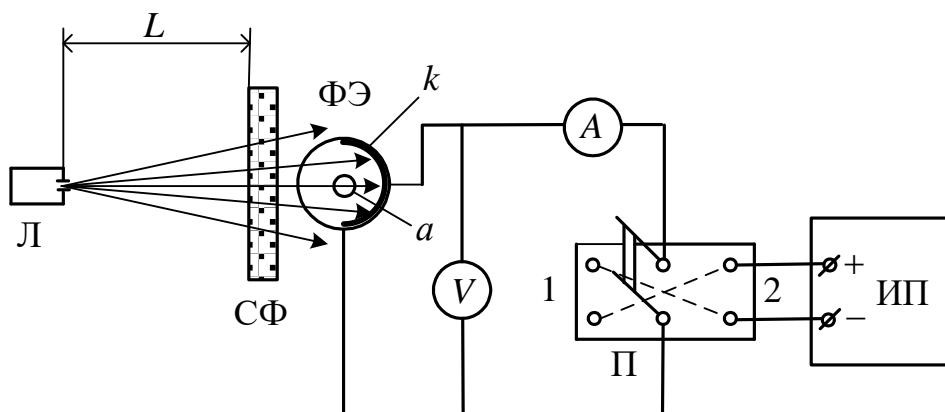


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

ФЭ – вакуумный фотоэлемент: k – катод; a – анод;
 Л – источник света; СФ – светофильтр; ИП – источник питания;
 П – переключатель; A – микроамперметр; V – вольтметр

Расходящийся пучок света от источника (лампы Л, помещенной в специальный кожух с отверстием и закрепленной на штативе) проходит через светофильтр, благодаря которому на катод падает практически монохроматическое излучение с длиной волны λ . Значение λ определяется цветом выбранного светофильтра. Величину светового потока Φ , падающего на катод, можно регулировать, изменяя расстояние L между источником света и фотоэлементом.

Источник питания ИП предназначен для подачи постоянного напряжения U между катодом и анодом; величина U измеряется вольтметром V .

В дистанционном эксперименте используется виртуальная лабораторная установка, показанная на рис. 3.

При замыкании переключателя П в положение 1 на катод подается отрицательный потенциал, а на анод – положительный. В этом случае выбитые светом электроны (*фотоэлектроны*) устремляются к аноду, и по цепи течет ток (*фототок*) I , для измерения которого служит микроамперметр A . Зависимость фототока I от напряжения U называется *вольт-амперной характеристикой (ВАХ)* фотоэлемента (рис. 4). Проанализируем вид этой зависимости исходя из теории явления внешнего фотоэффекта.

Из множества покинувших катод электронов некоторые попадают на анод. Даже при отсутствии напряжения между катодом и анодом ($U = 0$), в цепи течет малый по величине фототок I_0 (на рис. 4 показан примерный вид вольт-амперной характеристики – ВАХ фотоэлемента).

Уменьшить фототок I_0 можно путем подачи обратного напряжения («–» на анод, «+» на катод), что осуществляется замыканием переключателя П в положение 2 (см. схему установки, рис. 3).

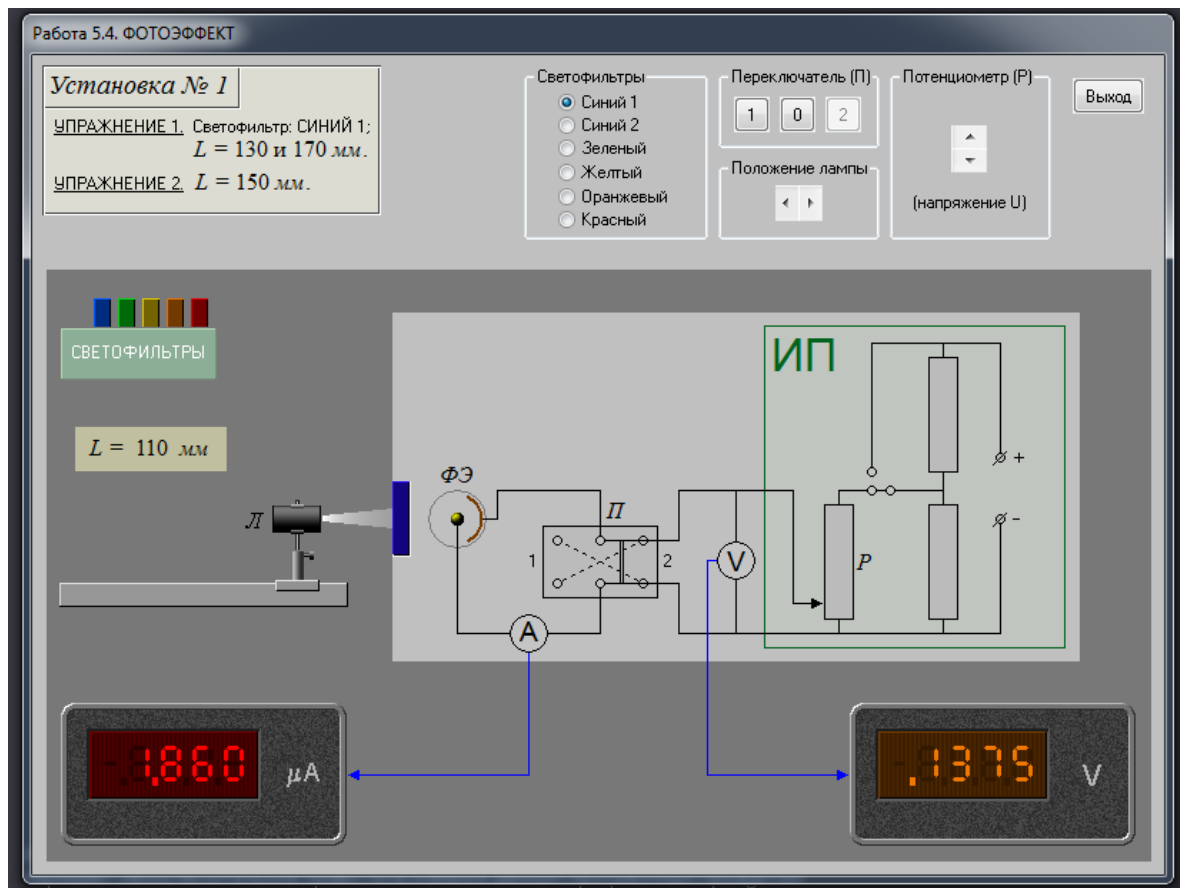


Рис. 3. Виртуальная лабораторная установка

Фототок будет полностью прекращен, если приложенное таким образом электрическое поле будет тормозить самые быстрые электроны и работа внешнего поля будет равна максимальной кинетической энергии электронов при вылете из катода:

$$eU_3 = \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (3)$$

где U_3 – задерживающее напряжение, e – заряд электрона.

Заменяя значение кинетической энергии электрона $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ в (1) на eU_3 , получим уравнение:

$$h\nu = A_{\text{ВЫХ}} + eU_3 \quad (4)$$

или

$$h \frac{c}{\lambda} = A_{\text{ВЫХ}} + eU_3.$$

Тогда величина запирающего напряжения U_3 равна

$$U_3 = \frac{1}{e} \left(h \frac{c}{\lambda} - A_{\text{ВЫХ}} \right). \quad (5)$$

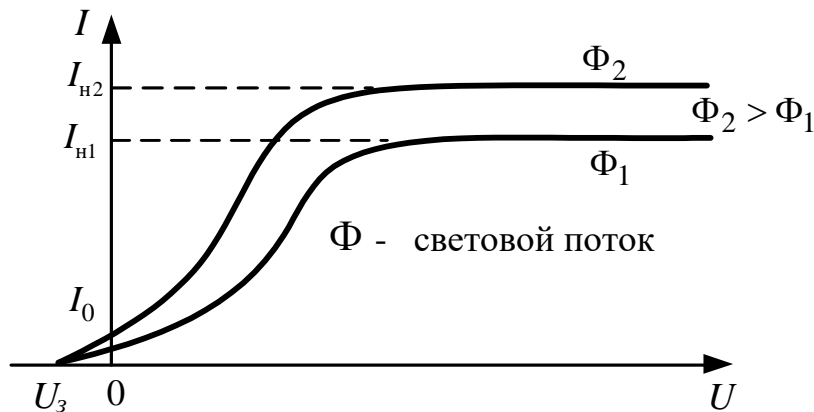


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика вакуумного фотодиода при различных световых потоках

Из уравнения (4) следует, что зависимость $U_з \left(\frac{\nu}{e} \right)$ является линейной, а угловой коэффициент (тангенс угла наклона прямой к горизонтальной оси $\frac{\nu}{e}$) численно будет равен h .

Для экспериментального определения постоянной Планка необходимо измерить величину задерживающего напряжения при различных частотах падающего на фотоэлемент света.

Подача напряжения в прямом направлении («+» на анод, «-» на катод) путем установки переключателя П в положение 1 заставляет фотоэлектроны двигаться к аноду. Облако из электронов вблизи катода редет, а ток через фотоэлемент растет. При достаточно сильном электрическом поле облако из электронов вблизи катода полностью исчезнет. Все электроны, вышедшие из катода, будут попадать на анод – наступит насыщение ВАХ: дальнейшее усиление поля не приведет к увеличению тока. Ток насыщения I_n определяется тем количеством электронов, которые вырываются за секунду из металла под действием света.

Фототок насыщения зависит от падающего на фотоэлемент светового потока Φ . Он будет тем больше, чем большее число фотонов за секунду падает на катод. Очевидно, что зависимость $I_n(\Phi)$ должна быть линейной (рис. 5). Поэтому вакуумные фотоэлементы могут служить точными фотометрами, позволяющими измерять световые потоки. Следует отметить, что при достаточно больших световых потоках ток насыщения перестаёт увеличиваться пропорционально световому потоку – наступает насыщение фотоэлемента по световому потоку.

Если световой поток, падающий на фотоэлемент, создаётся точечным источником, то его величина обратно пропорциональна квадрату расстояния R от источника до фотоэлемента:

$$\Phi \sim \frac{1}{R^2}.$$

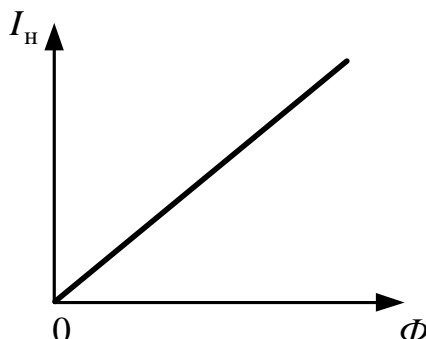


Рис. 5. Зависимость фототока насыщения от светового потока

Сформулируем законы внешнего фотоэффекта (законы Столетова).

- Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности.
- Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота света, при которой еще возможен внешний фотоэффект.
- Число фотоэлектронов, вылетевших из катода за единицу времени, пропорционально падающему на катод световому потоку (фототок насыщения пропорционален падающему на катод световому потоку).

Длина волны излучения λ (см. рис.2), определяется цветом используемого светофильтра СФ. Для измерения задерживающего напряжения U_3 необходимо замкнуть переключатель П в положение 2 и увеличивать подаваемое обратное напряжение до тех пор, пока показания микроамперметра A не обратятся в нуль; соответствующее показание вольтметра V будет представлять собой величину U_3 .

Порядок выполнения работы

Задание 1. Снятие ВАХ фотоэлемента

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJLSb_KxULhRPGFFZOKLUTak59Z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Оптика» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 5.4.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. Клавишами «влево»–«вправо» в окне «Положение лампы» установите и запишите первое из заданных значение расстояния L между лампой и фотоэлементом и запишите в левую часть табл. 1.

Таблица 1

**Результаты измерений
для построения вольт-амперных характеристик фотоэлемента**

$L =$ см		$L =$ см	
$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$
0		0	
...

5. Установите переключатель П в положение 1. Увеличивая клавишами «больше»–«меньше» в окне «Потенциометр» подаваемое на фотоэлемент напряжение, заносите показания вольтметра (U) и микроамперметра (I) в табл. 1 до тех пор, пока не будет достигнуто насыщение (при дальнейшем повышении напряжения фототок практически не будет изменяться).

6. Установите источник питания на ноль (клавишами «больше»–«меньше» в окне «Потенциометр»).

7. Установите переключатель П в положение 2. Увеличивая клавишами «больше»–«меньше» в окне «Потенциометр» согласно рекомендациям подаваемое на фотоэлемент напряжение, заносите показания вольтметра (U) и микроамперметра (I) в табл. 1 до тех пор, пока ток станет равным нулю.

8. Установите и запишите второе из заданных значение расстояния L между лампой и фотоэлементом (окно «Положение лампы») и запишите в правую часть табл. 1. Повторите пп. 5–7.

Задание 2. Определение работы выхода электрона

1. Клавишами «влево»–«вправо» в окне «Положение лампы» установите и запишите заданное значение расстояния L между лампой и фотоэлементом и запишите в протокол измерений.

2. Поставьте первый из перечисленных в табл. 2 светофильтров.

3. Установите источник питания на ноль (клавишами «больше»–«меньше» в окне «Потенциометр»).

4. Установите переключатель П в положение 2. Увеличивайте

клавишами «больше»—«меньше» в окне «Потенциометр» подаваемое на фотоэлемент напряжение, пока показания микроамперметра не обратятся в ноль. Занесите в табл. 2 значение задерживающего напряжения U_3 .

Таблица 2

Определение работы выхода электрона из металла

Номер опыта	Светофильтр	λ , мкм	ν , Гц	U_3 , В	$A_{\text{вых}}$, эВ	$\bar{A}_{\text{вых}}$, эВ
1	Синий 1	0,43				
2	Синий 2	0,46				
3	Зеленый	0,50				
4	Желтый	0,51				
5	Оранжевый	0,52				
6	Красный	0,57				

5. Меняя светофильтры в порядке их перечисления в табл. 2, повторите пп. 3–4 для всех светофильтров.

6. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку «Выход».

Обработка результатов измерений

Задание 1. Снятие ВАХ фотоэлемента

1. По результатам проделанных измерений постройте на одном графике обе вольт-амперные характеристики. Сделайте соответствующие выводы.

Задание 2. Определение работы выхода электрона

1. Для каждого светофильтра рассчитайте частоту, соответствующую длине волны пропускаемого им излучения.

2. По формуле $A_{\text{вых}} = h\nu - eU_3$ рассчитайте и запишите для каждого опыта работу выхода электрона $A_{\text{вых}}$.

3. Рассчитайте среднее значение работы выхода $\bar{A}_{\text{вых}}$.

4. Постройте график зависимости задерживающего напряжения $U_3 \left(\frac{\nu}{e} \right)$ от $\frac{\nu}{e}$; рассчитайте угловой коэффициент графика и погрешность его определения. Сравните полученное в эксперименте значение углового

коэффициента с табличным значением постоянной Планка.

5. Используя среднее значение $\bar{A}_{\text{вых}}$, по формуле $\lambda_{\text{кр}} = \frac{hc}{\bar{A}_{\text{вых}}}$ определите длину волны красной границы фотоэффекта для используемого в эксперименте катода.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
2. Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
3. Как объясняется явление фотоэффекта с квантовой точки зрения?
4. Каково устройство фотоэлемента? Объясните ход вольт-амперной характеристики вакуумного фотоэлемента.
5. Как изменится вольт-амперная характеристика вакуумного фотоэлемента при увеличении интенсивности светового потока и сохранении его спектрального состава?
6. Как изменится вольт-амперная характеристика вакуумного фотоэлемента при изменении частоты светового потока и сохранении интенсивности светового потока?
7. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта?
8. Что такое красная граница фотоэффекта? Как определяется красная граница фотоэффекта в эксперименте?
9. В чем заключается метод задерживающих потенциалов? Как экспериментально определить постоянную Планка?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа № 6.1

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ

Цель работы: ознакомление с устройством и принципом работы спектроскопа; наблюдение линейчатых спектров испускания и градуировка спектроскопа.

Введение

На основании результатов экспериментов по рассеянию α -частиц тонкой металлической фольгой, проведенных Э. Резерфордом, им была предложена планетарная модель атома. Согласно такой модели электроны движутся по круговым орбитам вокруг ядра. Однако по законам классической электродинамики, электрон, движущийся по круговой орбите, обладает центростремительным ускорением, должен непрерывно излучать электромагнитные волны. Потеря энергии электроном на излучение приводит к уменьшению радиуса орбиты. Таким образом, электрон в конце концов, должен упасть на ядро, т. е. атом оказывается неустойчивым.

В 1913 г. Н. Бор предложил свою теорию атома водорода. Положив в основу теории планетарную модель атома водорода, он сформулировал ряд постулатов, устраняющих противоречивость этой модели.

Постулаты Бора.

1. Двигаясь по стационарным орбитам, электрон не излучает электромагнитные волны.

2. Момент импульса электрона, движущегося по стационарным орбитам, принимает дискретные (квантованные) значения

$$L_n = n \hbar,$$

где $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $n = 1, 2, 3, \dots$

3. При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается или поглощается фотон. Энергия фотона

$$\hbar\omega = E_m - E_n,$$

где ω – круговая частота излучения, E_m и E_n – энергия электрона, находящегося на m -й и n -й стационарных орбитах. При переходе электрона из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией происходит излучение фотона – кванта энергии. При переходе в состояние с большей энергией происходит поглощение фотона.

Определим энергию атома водорода, единственный электрон которого находится на n -й орбите (рис. 1).

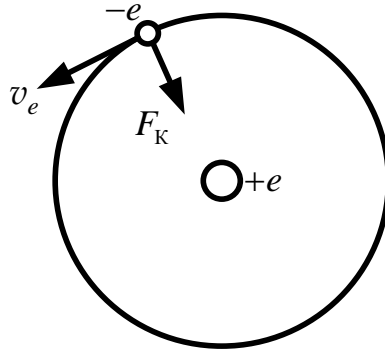


Рис. 1. Электрон на круговой орбите в атоме водорода

Воспользовавшись вторым постулатом о квантовании момента импульса (1), получим,

$$m_e v_e r = n \hbar, \quad (2)$$

где m_e , v_e и r_n – масса, скорость и радиус n -й орбиты электрона соответственно. Запишем для электрона второй закон Ньютона $m_e a_{\text{ц}} = F_K$ или

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2}, \quad (3)$$

где F_K – кулоновская сила взаимодействия протона и электрона.

Тогда выражение для кинетической энергии электрона можно записать в виде:

$$E_K = \frac{1}{2 \cdot 4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n}. \quad (4)$$

Потенциальная энергия взаимодействия электрона и положительного заряда ядра, равного заряду протона:

$$E_{\text{п}} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n}. \quad (5)$$

Полная энергия электрона E_n равна сумме его кинетической E_K и потенциальной энергии $E_{\text{п}}$:

$$E_n = -\frac{1}{2 \cdot 4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n}. \quad (6)$$

Решив совместно уравнения (2)–(3) относительно r_n , подставим его значение в (6):

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (7)$$

Целое число n , определяющее дискретное значение энергии или энергетические уровни атома водорода, называется главным квантовым числом.

Состояние атома с главным квантовым числом $n=1$ называется основным состоянием атома.

Схема энергетических уровней атома водорода, определяемых формулой (7), представлена на рис. 2.

Абсолютное значение E_n в (7) – энергия связи электрона в атоме, находящемся в состоянии n .

Введем понятие энергии ионизации – это количество энергии, которое изолированный атом в основном электронном состоянии должен поглотить для освобождения электрона из атома, в результате чего образуется ион. Энергия ионизации электрона в атоме водорода равна энергии связи электрона, находящегося в основном состоянии ($n=1$), т. е.

$$E_{\text{ион}} = E_{\text{св.Н}} = |E_1| = +13,6 \text{ эВ.}$$

Воспользовавшись третьим постулатом Бора и формулой (7), для энергии излучаемого кванта получим:

$$h\nu = E_m - E_n = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{me^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Отсюда частота ν излучения равна

$$\nu = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (8)$$

При решении задач иногда удобно использовать соотношение

$$\frac{hc}{\lambda} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = E_{\text{св.Н}} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Из формулы (8) видно, что спектр излучения атома водорода является линейчатым.

Так как частота излучения ν и длина волны λ связаны соотношением $\nu = \frac{c}{\lambda}$, где c – скорость света в вакууме, то подставив его в формулу (8), получим

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (9)$$

где

$$R = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} \quad (10)$$

– постоянная Ридберга ($R = 10973731,77 \text{ м}^{-1}$).

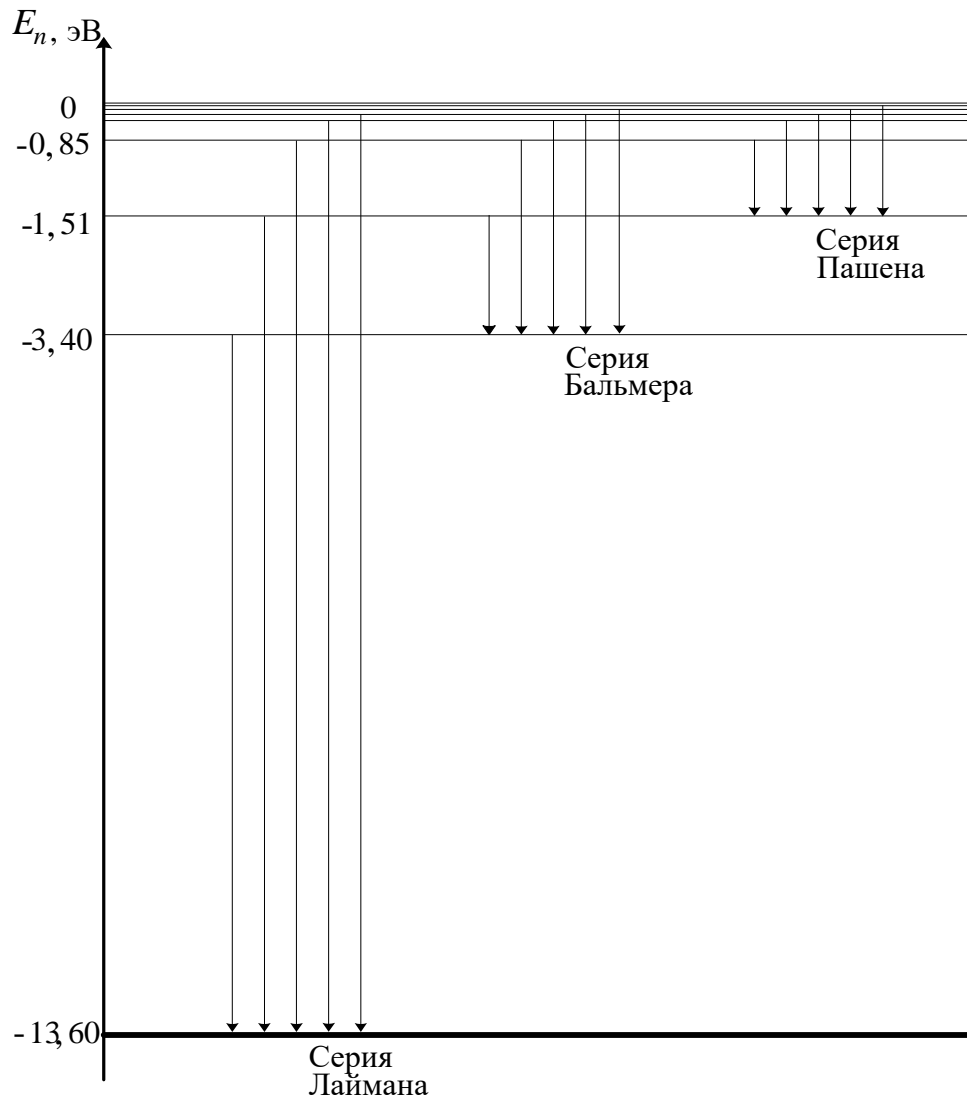


Рис. 2. Схема энергетических уровней атома водорода

Длины волн спектра атома водорода образуют серии, характеризующиеся фиксированным значением n в формуле (9). Все длины волн данной серии излучаются при переходах на уровень E_n с энергетических уровней E_m .

Переходы в основное состояние

$$E_2 \rightarrow E_1, E_3 \rightarrow E_1, E_4 \rightarrow E_1, \dots$$

образуют *серии Лаймана*. Длины волн этой серии описываются формулой (9) при $n=1$, $m=2;3;4;\dots$. Линии серии Лаймана лежат в ультрафиолетовом диапазоне.

Переходы на второй уровень образуют *серии Бальмера*. Для этой серии $n=2$; $m=3;4;5;\dots$. Первые четыре линии серии Бальмера лежат в видимом диапазоне (рис. 3), остальные — в ультрафиолетовом.



Рис. 3. Видимый спектр атома водорода (серия Бальмера)

Переходы на третий уровень ($n=3$) образуют *серии Пашена*. Для этой серии $m=4;5;6;\dots$. Все линии серии Пашена лежат в инфракрасном диапазоне.

В далекой инфракрасной области лежат линии серии Брэккета (переходы на уровень $n=4$), серии Пфунда (переходы на уровень $n=5$) и серии Хэмпфри (переходы на уровень $n=6$).

Таким образом, спектр испускания атома водорода имеет линейчатый характер, т. е. представляет собой совокупность отдельных цветных полос (в отличие от сплошного спектра, в котором цвета постепенно переходят один в другой).

Описание установки и метода измерений

Для наблюдения спектров излучения можно использовать либо дифракционную решетку, либо стеклянную призму. Получаемые спектры называются соответственно *дифракционными* и *дисперсионными*. В данной работе применяется второй способ.

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом приводит к ряду явлений, одним из которых является дисперсия – зависимость фазовой скорости этих волн от частоты колебаний падающего излучения.

Строгая теория дисперсии должна основываться на законах квантовой механики. Однако она показывает, что в отношении дисперсии света атомы и молекулы ведут себя так, как если бы среда представляла собой набор осцилляторов с различными собственными частотами и коэффициентами затухания, подчиняющихся законам Ньютона.

Таким образом, дисперсия возникает в результате вынужденных колебаний оптических электронов под воздействием переменного поля

электромагнитной волны и приводит к зависимости коэффициента преломления среды от частоты ω внешнего электромагнитного поля.

На рисунке 4 представлена зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления в линейной изотропной среде.

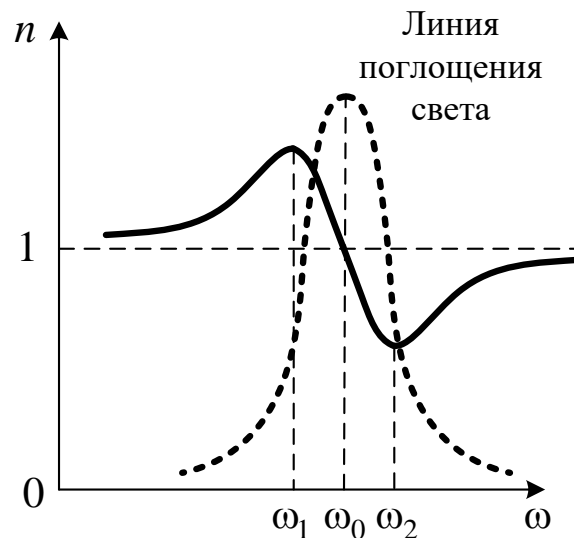


Рис. 4. Зависимость показателя преломления от частоты падающего излучения при наличии затухания

Центр поглощения света расположен на частоте ω_0 собственных колебаний осциллятора (электрона). Показатель преломления $n(\omega)$ заметно отличается от единицы вблизи полосы поглощения ($\omega_2 - \omega_1$). В зависимости от знака производной $\frac{\partial n}{\partial \omega}$ выделяют две области: область нормальной дисперсии, где показатель преломления возрастает с ростом частоты света $\frac{\partial n}{\partial \omega} > 0$, и область аномальной дисперсии, где показатель преломления уменьшается с ростом частоты $\frac{\partial n}{\partial \omega} < 0$. Область нормальной дисперсии расположена за пределами полосы поглощения света, следовательно, она совпадает с областью прозрачности вещества. Аномальная дисперсия наблюдается в узкой полосе частот вблизи центра линии поглощения света.

Дисперсия в различных прозрачных материалах (стекло, кварц) используется в призмных спектральных приборах, основным элементом которых является призма (или система призм). При прохождении через призму свет отклоняется от прямолинейного направления распространения к основанию призмы. Угол отклонения зависит, в частности, от показателя преломления призмы. Так как показатель преломления различен для разных длин волн, то свет каждой длины волны отклоняется на свой угол, причем при нормальной

дисперсии лучи с малыми длинами волн (фиолетовые лучи) отклоняются больше, а лучи с большими длинами волн (красные лучи) – меньше. Появляется возможность разделить лучи различных длин волн и выяснить спектральный состав света, т. е. узнать, излучение каких длин волн испускает данный источник.

Для наблюдения спектров и измерения длин волн спектральных линий (упражнение 1) используется высокоточный оптический прибор – универсальный монохроматор-спектрометр УМ–2, принципиальная схема которого изображена на рис. 5.

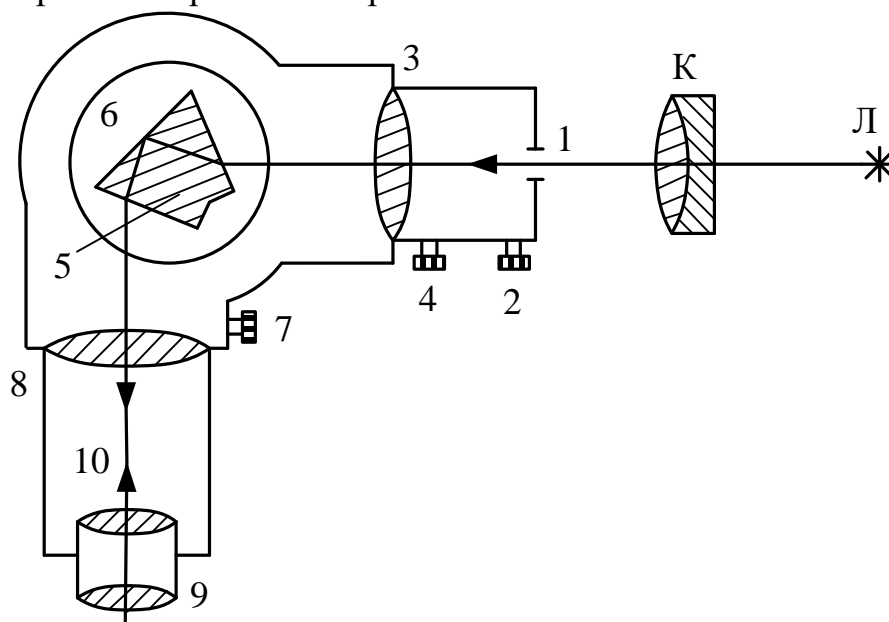


Рис. 5. Схема экспериментальной установки:

- Л – источник света; К – конденсор; 1 – входная щель;
 2, 4 – микрометрические винты; 3 – коллиматорный объектив;
 5 – призма; 6 – поворотный столик; 7 – отсчетный барабан;
 8 – объектив; 9 – окуляр; 10 – указатель.

Расходящийся пучок света от источника (лампы) Л собирается конденсором К и попадает на входную щель 1 монохроматора, ширина которой регулируется микрометрическим винтом 2. Дальнейшая параллельность пучка обеспечивается объективом 3 с помощью микрометрического винта 4. При прохождении света через сложную стеклянную призму 5 (склеенную из трех треугольных призм) лучи различных длин волн преломляются вследствие дисперсии под разными углами. Поворотный столик 6, на котором закреплена призма, может вращаться при помощи микрометрического винта 7 с отсчетным барабаном. При этом в объектив 8 и окуляр 9, а следовательно, и в поле зрения наблюдателя попадают различные участки спектра. Объектив 8 совмещает в своей фокальной плоскости изображение входной щели и

указатель 10. Для того, чтобы снять с барабана отсчет, соответствующий определенной линии спектра, ее необходимо совместить с указателем.

В дистанционном эксперименте используется виртуальная лабораторная установка, показанная на рис. 6.

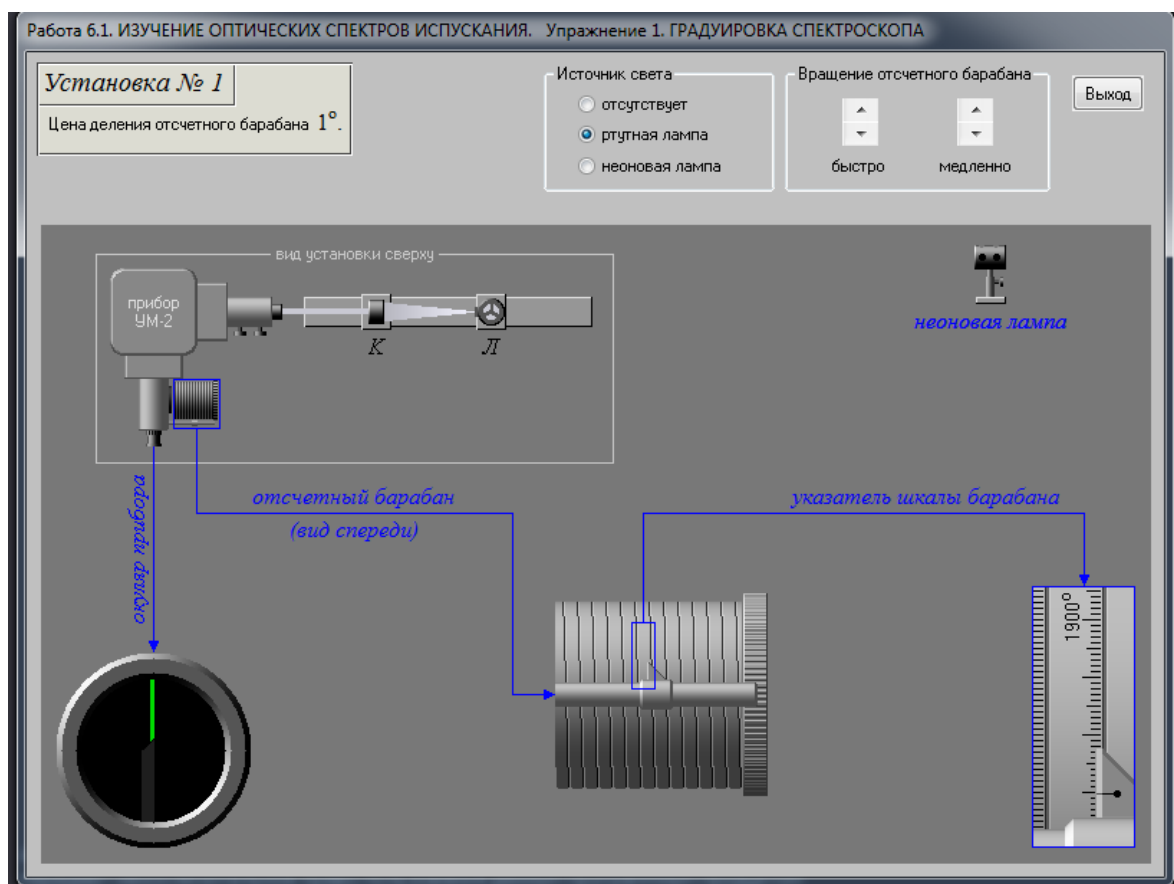


Рис. 6. Виртуальная лабораторная работа

Дисперсионные спектры, в отличие от дифракционных, нелинейны: показания прибора (отсчет по шкале N) не связаны с длиной волны λ прямопропорциональной зависимостью. Поэтому спектроскоп нуждается в предварительной градуировке. Для градуировки используется ртутная лампа (длины волн спектра ртути известны). Наблюдая в спектроскоп спектр ртути, снимают отсчеты, соответствующие отдельным линиям, а затем строят график зависимости отсчета N от длины волны λ . Этот градуировочный график позволяет определять неизвестные значения длин волн спектра исследуемого вещества по снимаемым показаниям данного прибора (в упражнении 1 исследуемым источником света является неоновая лампа).

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

2. В разделе «Физика атома» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 6.1.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК».

4. Для градуировки монохроматора выберите в окне «Источник света» ртутную лампу (рис. 6).

5. В окне «Вращение отсчетного барабана» клавишами «вверх» – «вниз» выведите в окуляр монохроматора поочередно спектральные линии атомарного спектра ртути (предварительно просмотрите весь спектр ртути). Снимите показания делений барабана, соответствующие каждой спектральной линии. Для получения более точных результатов отсчет по каждой линии снимите трижды (изменяя настройку прибора) с последующим осреднением. Значения N_1 , N_2 , N_3 и \bar{N} (среднее из трех) занесите в табл. 1.

7. Выберите в окне «Источник света» новый источник света – неоновую лампу.

8. Выберите до пяти наиболее ярких линий в спектре неона. Для каждой линии трижды снимите отсчет по шкале барабана 7. Результаты измерений N_1 , N_2 , N_3 и \bar{N} (среднее из трех) занесите в табл. 2.

9. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

10. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку «Выход».

Обработка результатов измерений

Таблица 1

Результаты измерений для спектра ртути

Цвет линии	Длина волны λ , нм	Отсчет по шкале барабана			
		N_1	N_2	N_3	\bar{N}
Фиолетовая 1	404,7				
Фиолетовая 2	407,8				
Синяя	435,8				
Зелено-голубая	491,6				
Зеленая	546,1				
Желтая 1	577,0				
Желтая 2	579,1				
Оранжевая 1	607,3				
Оранжевая 2	612,3				
Красная	623,4				

1. По данным заполненной табл. 1 постройте в крупном масштабе на миллиметровой бумаге формата А4 градуировочный график – зависимость отсчета по шкале N от длины волны λ .

2. Используя построенный ранее градуировочный график для спектра ртути, определите длины волн выбранных линий исследуемого спектра неона и занесите найденные значения в предпоследний столбец таблицы 2.

Таблица 2

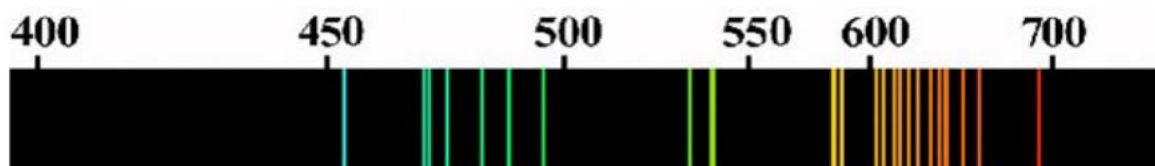
Результаты измерений для спектра неона

Цвет линии	Отсчет по шкале барабана				λ , нм (по графику)	λ , нм (табличные данные)
	N_1	N_2	N_3	\bar{N}		
...

3. Сравните результаты исследования спектра неона с табличными данными (см. справочные материалы в приложении). Наиболее близкие к полученным значениям табличные длины волн занесите в последний столбец таблицы.

Приложение к лабораторной работе 6.1

Спектр неона (Ne)



453,8	470,4	471,5	475,3	482,7	488,5	λ , нм
495,7	534,1	540,0	585,3	588,2	603,0	
607,4	614,3	616,4	621,7	626,7	633,4	
638,2	640,2	650,5	659,9	692,9		

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте постулаты Бора.
2. Как определить энергию электрона, находящегося на стационарной орбите?
3. Нарисуйте схему энергетических уровней электрона в атоме водорода.
4. Как формируется серия Лаймана? К какому диапазону длин волн относится это излучение?
5. Как формируется серия Бальмера? Является ли излучение этой серии видимым светом?
6. В каком диапазоне длин волн лежит серия Пашена?
7. Какой вид имеют атомарные спектры ртути и неона?
8. Какое явление называется дисперсией?
9. С помощью какого оптического прибора проводится наблюдение явления дисперсии, как он устроен?
10. Как проводится градуировка прибора? Как это делается на опыте?
11. Что называется нормальной и аномальной дисперсией? Покажите эти области на графике.
12. Назовите границы длин волн для видимого спектра.
13. Свет какой длины волны – красного или фиолетового – имеет большую скорость в стекле?
14. Как изменяется показатель преломления среды с изменением длины волны падающего излучения в случае нормальной дисперсии?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Лабораторная работа № 6.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Цель работы: изучение температурной зависимости сопротивления полупроводника и определение его энергии активации.

Введение

В изолированном атоме электроны могут находиться только в определенных квантовых состояниях. Каждое состояние, в котором в соответствии с *принципом Паули* может находиться только один электрон, определяется набором четырех квантовых чисел (главного n , орбитального l , магнитного m_l и магнитного спинового m_s). Так как квантовые числа принимают только дискретные значения ($n = 1, 2, 3, \dots$; $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$; $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$; $m_s = \pm 1/2$), то и энергетический спектр электронов в атоме является дискретным и состоит из ряда разрешенных энергетических уровней. В соответствии с *принципом минимума энергии* электроны в атоме занимают нижние энергетические уровни, верхние – остаются свободными.

В отсутствие внешних полей (электрического или магнитного) энергия квантового состояния изолированного атома определяется только квантовыми числами n и l . Такие состояния и соответствующие им уровни энергии называются *вырожденными*. В изолированном атоме в вырожденных состояниях с орбитальным числом l может находиться $2(2l+1)$ электронов. Это число называется *кратностью вырождения* состояния (уровня).

При сближении атомов до расстояний, на которых они находятся в кристалле, взаимодействие между атомами приводит к снятию вырождения по квантовому числу m_l . Снятие вырождения с энергетических состояний приводит к расщеплению уровней энергии электронов и образованию энергетической зоны, состоящей из дискретных подуровней, на каждом из которых может находиться по два электрона. Другой причиной образования зон является уменьшение времени жизни электронов у «своих» атомов. Зоны разрешенных энергий отделяются друг от друга зонами запрещенных энергий (*запрещенными зонами*).

Наиболее расщепляются и расширяются уровни внешних валентных электронов; валентные электроны «коллективизированы» – принадлежат всему твердому телу.

Заполнение энергетических зон электронами различно. Зоны, образованные из энергетических уровней внутренних электронов атомов,

заполнены полностью. На физические свойства твердых тел эти зоны не оказывают заметного влияния.

Энергетическая зона, образованная из энергетических уровней внешних валентных электронов атомов, находящихся в основном состоянии, называется *валентной зоной*. Выше валентной зоны в энергетическом спектре электронов располагаются зоны, образованные из пустых энергетических уровней атомов (*зоны проводимости*) (рис. 1). На схемах обычно изображают именно эти зоны.

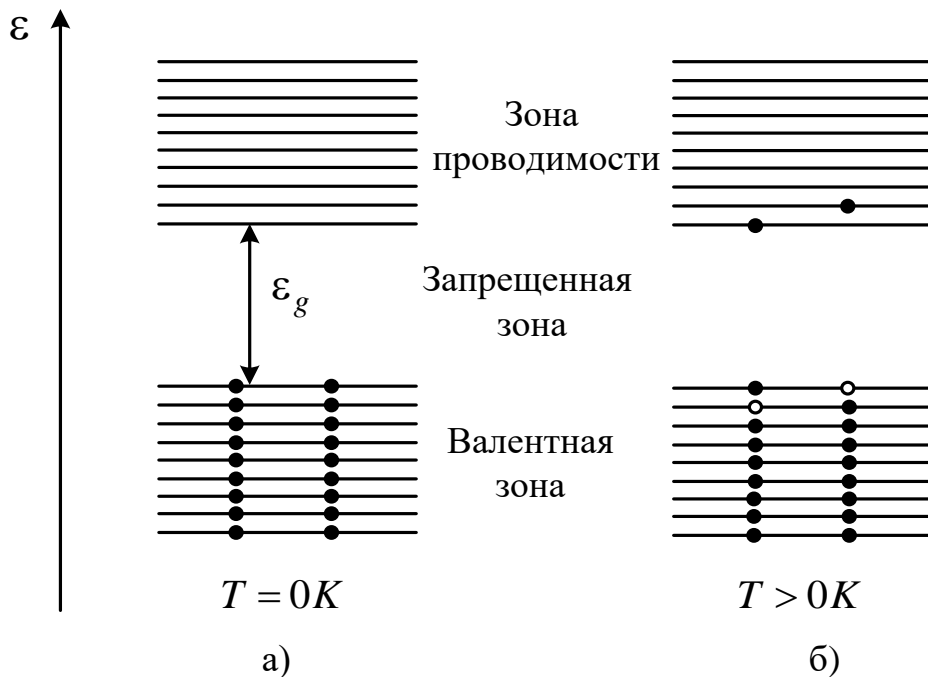


Рис. 1. Зонная диаграмма собственных полупроводников при $T = 0\text{ K}$ и $T > 0\text{ K}$

Полупроводники – это вещества с узкой запрещенной зоной, которую при тепловом возбуждении преодолевает большое число электронов, обеспечивающих появление электронной проводимости в свободной зоне (зоне проводимости) и дырочной – в валентной зоне (рис. 1). Ширина запрещенной зоны полупроводников составляет $0,01 \div 3\text{ эВ}$.

При 0 K полупроводники ведут себя как хорошие диэлектрики: несмотря на узкую запрещенную зону, электроны не могут ее преодолеть, так как тепловая энергия kT близка к 0 (см. рис. 1а). С ростом температуры повышается вероятность того, что электрон приобретет энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны ε_g и перехода в зону проводимости, и полупроводник становится способным проводить электрический ток. Кроме того, остающиеся в валентной зоне нарушенные из-за ухода электронов валентные связи (так называемые «дырки») ведут себя в электрическом поле как своеобразные заряды, и они тоже способны создавать ток (см. рис. 1б).

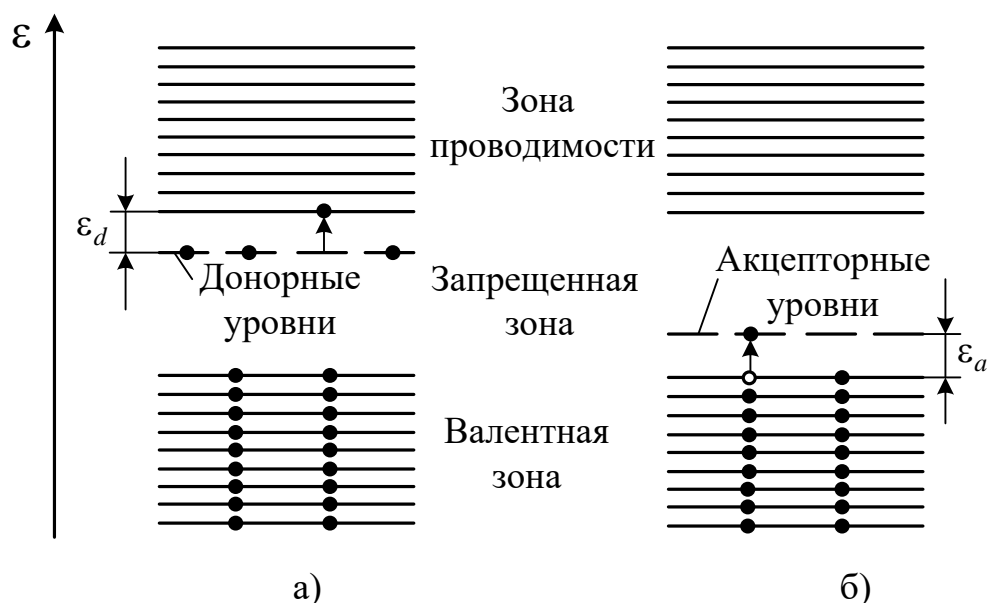


Рис. 2. Зонные диаграммы примесных полупроводников

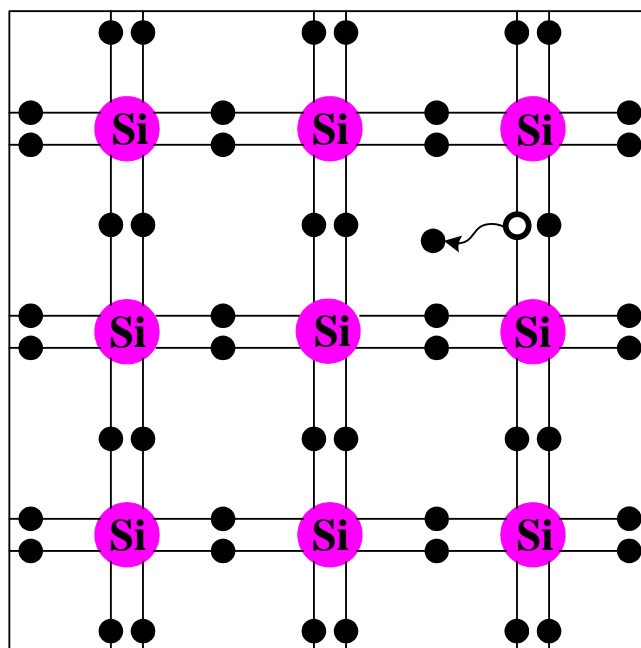
Минимально необходимая энергия $\epsilon_{\text{акт}}$ для перевода носителей заряда в свободное состояние называется *энергией активации* полупроводника.

Процесс образования электронов проводимости и дырок называют *генерацией* носителей заряда. Одновременно идет противоположный процесс, который называют *рекомбинацией* носителей заряда. При неизменной температуре устанавливается *динамическое равновесие* между этими процессами.

Наглядное представление о механизме электропроводности собственных полупроводников можно составить, если представить кристаллическую решетку, например, кремния, который относится к элементам IV группы таблицы Менделеева, в которой каждый атом имеет ковалентные связи с четырьмя равноотстоящими от него соседними атомами (рис. 3).

При достаточно высокой температуре тепловое движение атомов может разорвать отдельные пары, освободив один электрон. Покинутое электроном место перестает быть электрически нейтральным, и в его окрестности возникает избыточный положительный заряд $+e$, т.е. образуется дырка. Это место может занять электрон одной из соседних пар. В результате дырка начинает также перемещаться по кристаллу, как и освободившийся электрон. При встрече свободного электрона с дыркой происходит *рекомбинация*.

Концентрации свободных электронов n , в свободной зоне и дырок n_d в валентной зоне в таком полупроводнике одинаковы: $n = n_d = n$.



**Рис. 3. Образование пары носителей заряда
в собственном полупроводнике**

При комнатных температурах значения удельного сопротивления полупроводников находятся в пределах $10^{-6} \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется *примесной проводимостью*, а сами полупроводники – *примесными полупроводниками*.

Рассмотрим проводимость, возникающую при введении в кремний элементов V группы, например, мышьяка As. На установление валентных связей с четырьмя ближайшими соседями атом мышьяка тратит четыре валентных электрона. Пятый электрон оказывается очень слабо связанным со своим атомом и легко отрывается от атома и диффундирует по кристаллу (см. рис. 4а). При включении электрического поля эти электроны создают ток, обеспечивая примесную проводимость.

С точки зрения зонной теории электронам мышьяка, не участвующим в образовании валентных связей, соответствуют энергетические уровни ε_d , расположенные в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (рис. 2а).

Эти уровни называются донорными уровнями. При нагревании полупроводника в зону проводимости в основном переходят электроны с донорных уровней, обеспечивая электронную проводимость полупроводника, так как энергия активации ε_d этих примесей очень мала.

Собственная электронно-дырочная проводимость выражена слабо, так как для ее возбуждения требуется намного больше энергии. Поэтому

имеющиеся в полупроводнике дырки также являются носителями тока, но это не основные носители тока, концентрация их очень мала по сравнению с концентрацией электронов. Проводимость в таких полупроводниках электронная (ее часто называют *донорной проводимостью*, а примеси – донорами, примесные полупроводники такого типа – *донорными полупроводниками*).

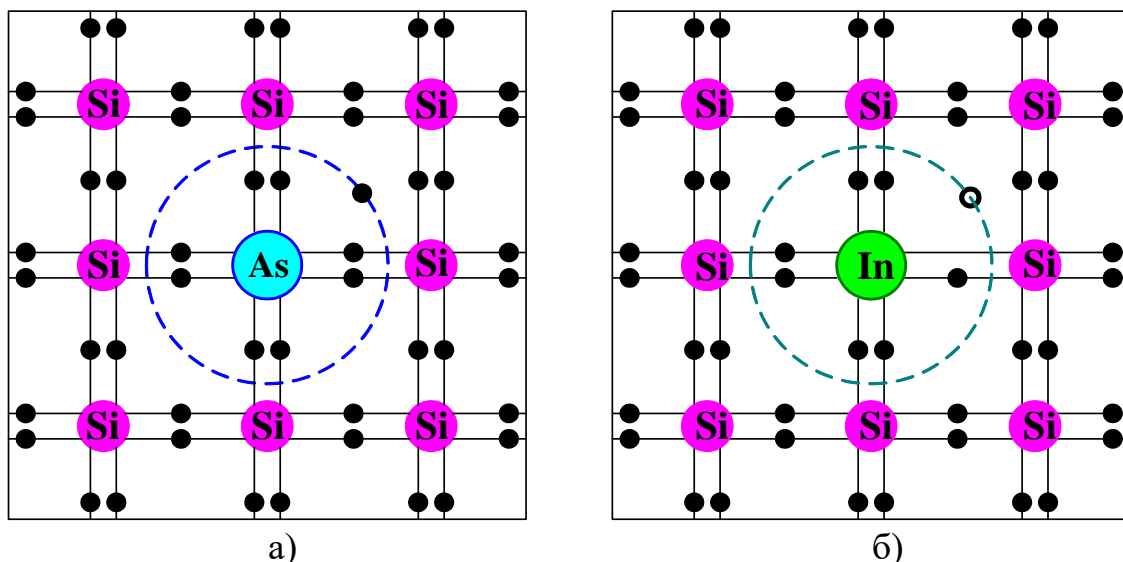


Рис. 4. Механизм возникновения проводимости в донорных и акцепторных полупроводниках

Теперь рассмотрим примесную проводимость, возникающую при введении в решетку германия атомов III группы таблицы Менделеева, например, индия In. Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома индия не хватает одного электрона (см. рис.4б). Его можно заимствовать у ближайшего атома кремния Si. Разорванная связь (дырка) диффундирует по кристаллу как свободный положительный заряд. При наложении электрического поля эти дырки обеспечивают электропроводность, называемую дырочной, или *акцепторной*. Электроны, имеющиеся в полупроводнике за счет возбуждения собственной проводимости, являются не основными носителями, так как концентрация их намного меньше, чем концентрация дырок.

Зонная диаграмма полупроводников с акцепторными примесями изображена на рис. 2б. Непосредственно у верхнего края валентной зоны располагаются незаполненные энергетические уровни индия. Малое значение энергии активации $\varepsilon_{\text{акт}}$ приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные (акцепторные) уровни. Эти электроны захватываются примесями (ионизируют их) и в дальнейшем в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки в

валентной зоне. Электроны в зоне проводимости, возникающие за счет собственной проводимости, являются неосновными носителями.

Как известно, внутри кристалла концентрация электронов, обладающих энергией ε , определяется на основе распределения *Ферми – Дирака*:

$$n(\varepsilon) \sim \left[\exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT} + 1 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где ε_F – энергия Ферми; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. В чистых полупроводниках уровень Ферми ε_F расположен посередине запрещенной зоны, поэтому для электронов, перешедших в зону проводимости, разность $\varepsilon - \varepsilon_F = \frac{\varepsilon_g}{2}$, где ε_g – ширина запрещенной зоны. При температурах до $T = 1000$ К произведение kT не превышает 0,1 эВ, в то время как ширина запрещенной зоны составляет несколько десятых электрон-вольт, следовательно, единицей в квадратных скобках выражения (1) можно пренебречь по сравнению с экспоненциальным слагаемым, и распределение Ферми переходит в классическое *распределение Больцмана*:

$$n \sim \exp \left(-\frac{\varepsilon_g}{2kT} \right). \quad (2)$$

Аналогичным образом можно описать зависимость концентрации «дырок» от величин ε_g и T (если ось энергий развернуть вниз).

Так как электропроводность вещества σ прямо пропорциональна концентрации носителей заряда n , а его электрическое сопротивление R в свою очередь обратно пропорционально электропроводности $\left(R \sim \frac{1}{\sigma} \right)$, с учетом (2) можно представить температурную зависимость сопротивления полупроводника в виде

$$R = R_\infty \exp \left(-\frac{\varepsilon_g}{2kT} \right), \quad (3)$$

где величина R_∞ характеризует сопротивление полупроводника при бесконечно высокой температуре.

Аналогичные закономерности справедливы и для *примесной* проводимости полупроводников.

При высоких температурах практически все донорные уровни освобождаются, а акцепторные – занимаются электронами; таким образом исчерпывается механизм примесной проводимости. Дальнейшее повышение температуры все больше способствует переходам электронов из валентной зоны в свободную, как это имеет

место в чистых полупроводниках (*собственная проводимость*).

Сопротивление полупроводников, независимо от наличия и характера примеси, существенно зависит от температуры. В качестве объекта исследования выступает ПТС – полупроводниковое термосопротивление (термистор).

Зависимость $R(T)$ принято характеризовать *термическим коэффициентом* сопротивления α , представляющим собой относительное изменение сопротивления при изменении температуры на один градус:

$$\alpha = \frac{dR}{R dT}. \quad (4)$$

Используя зависимость (3), получим

$$\alpha = -\frac{\varepsilon_g}{2kT^2}.$$

Таким образом, у полупроводника термический коэффициент сопротивления отрицателен, нелинейно зависит от температуры. Это означает, что сопротивление полупроводника уменьшается с ростом температуры.

Описание установки и метода измерений

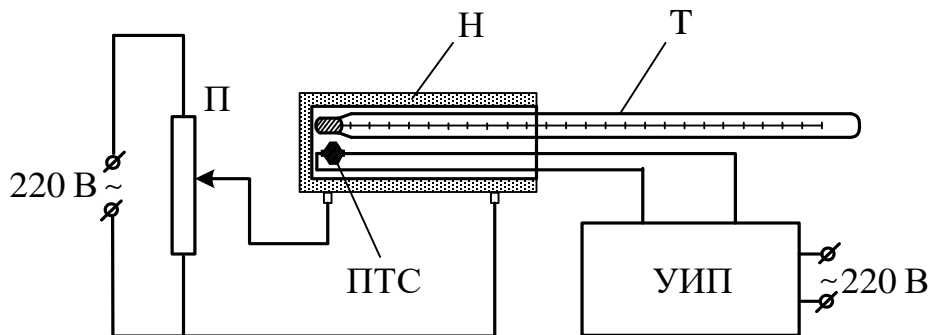


Рис. 5. Схема экспериментальной установки:

Π – потенциометр; H – нагреватель; T – термометр;

$ПТС$ – полупроводниковое термосопротивление (термистор);

$УИП$ – универсальный измерительный прибор

Определение этих параметров R_∞ и ε_g полупроводника является задачей лабораторной работы. Схема экспериментальной установки показана на рис. 5. Объектом исследования является ПТС – полупроводниковое термосопротивление (термистор).

Для линеаризации зависимости (3) прологарифмируем ее:

$$\ln R = \ln R_\infty + \frac{\varepsilon_g}{2kT}.$$

Введем обозначения

$$\ln R_{\infty} = b; \quad \frac{\varepsilon_g}{2k} = K, \quad (5)$$

Получим:

$$\ln R = K \cdot \frac{1}{T} + b.$$

Таким образом, величины $\ln R$ и $\frac{1}{T}$ связаны между собой линейной зависимостью. Измерив сопротивление полупроводника при различных значениях температуры, можно найти коэффициенты K и b этой зависимости графическим способом. После этого, параметры исходной зависимости (3) легко определить, используя выражения (5):

$$R_{\infty} = \exp(b); \quad (6)$$

$$\varepsilon_g = 2kK. \quad (7)$$

Порядок выполнения работы

1. Перейдите по ссылке

https://drive.google.com/file/d/1ZJUJLSB_KxULHRPGFFZQKLUtAK59Z9CM/view?usp=sharing.

2. В разделе «Физика атома» программы «Виртуальная лаборатория физики» выберите лабораторную работу 6.2.

3. В соответствии с вариантом индивидуального задания выберите номер лабораторной установки, нажмите экранную кнопку «ОК». Внешний вид виртуальной лабораторной установки показан на рис. 6.

4. В окне «УИП» виртуальной установки нажмите кнопку «Включить». Запишите в таблицу 1 начальные значения температуры и сопротивления термистора.

5. В окне «ПТС и термометр» нажмите кнопку «поместить в нагреватель».

6. В окне «Нагреватель» нажмите кнопку «Включить».

7. Через каждые 3–5 градусов снимайте показания прибора УИП; значения температуры t и сопротивления R заносите в табл. 1. Общее количество измерений n должно быть не менее семи.

8. Заполните таблицу спецификации измерительных приборов и запишите данные установки.

9. Закончите работу, нажав для этого экранную кнопку «Выход».

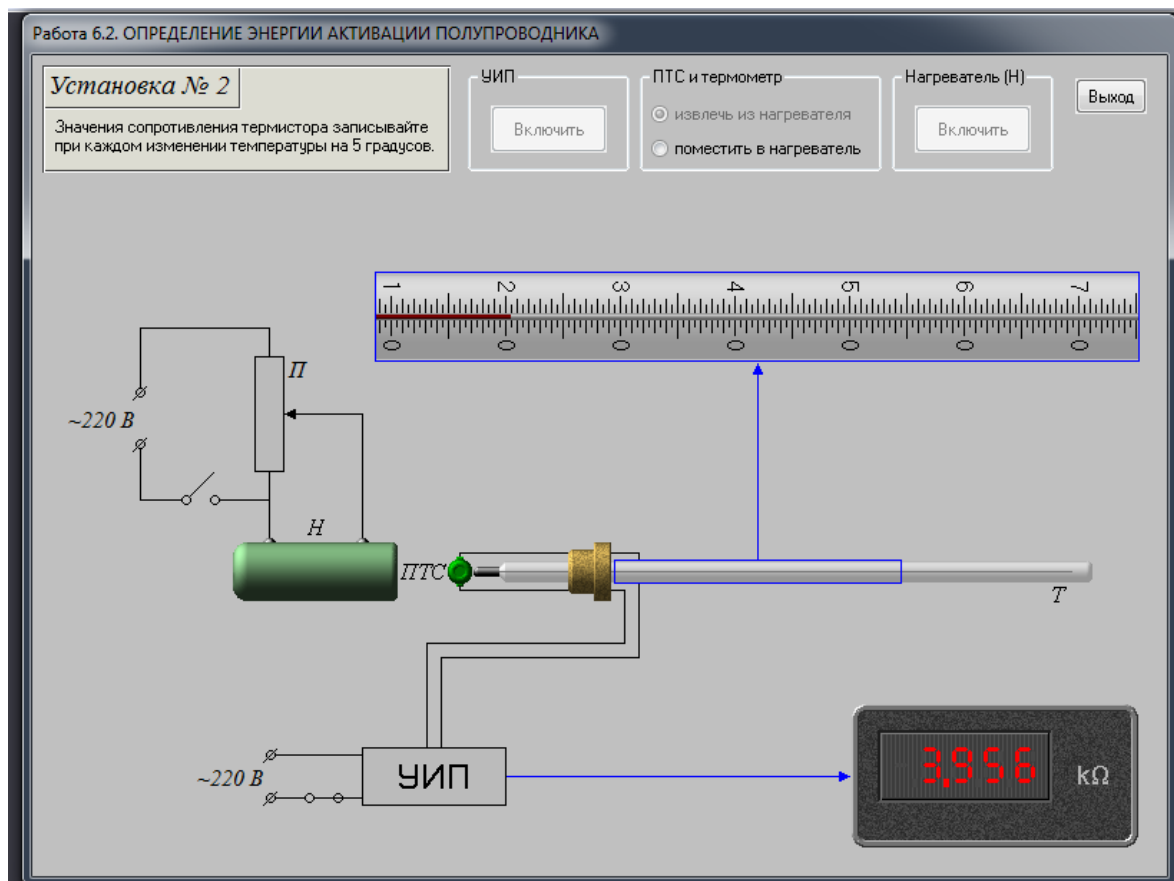


Рис. 6. Виртуальная лабораторная установка

Обработка результатов измерений

Таблица 1

Результаты измерений и расчетов эксперимента

Номер опыта	t , °C	R , Ом	T , К	$1/T$, К ⁻¹	$\ln R$
1					
...
n					

1. Переведите значения температуры в градусы Кельвина и заполните столбец T табл. 1.
2. Вычислите значения $1/T$ и $\ln R$ и занесите их в табл. 1.
3. Постройте график зависимости $\ln R$ от $1/T$.
4. Определите коэффициенты K и b этой зависимости.
5. Вычислите параметры R_∞ и ε_g . Значение энергии активации ε_g выразите в электрон-вольтах. Рассчитайте по графику погрешность

определения энергии активации ε_g .

Контрольные вопросы

1. Назовите причины образования энергетических зон в кристаллах.

2. Что такое «валентная», «свободная» и «запрещенная» зоны? Какая зона называется зоной проводимости?

3. Что такое «донорный» и «акцепторный» полупроводники? Нарисуйте для них зонные диаграммы.

4. Что такое «энергия активации примесного уровня»?

5. Что такое «собственная проводимость полупроводника»?

6. Что такое «примесная проводимость полупроводника»? Каковы механизмы примесной проводимости?

7. Каковы механизмы собственной проводимости?

8. Объясните температурную зависимость удельного сопротивления полупроводников.

9. Как находят ширину запрещенной зоны для носителей тока в полупроводнике в данном эксперименте?

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Приложение 1

РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

Значащие цифры – все цифры числа, начиная с первой слева, отличной от нуля, до последней, за правильность которой можно ручаться. Например, в числе 0,0035060 значащими цифрами будут 3, 5, 0, 6 и 0.

Для справочных данных и для данных установки (если их погрешность не указана) погрешность составляет 5 единиц разряда, следующего за последней значащей цифрой. Так, если на установке задана длина волны $\lambda = 509$ нм, то $\Delta\lambda = 0,5$ нм.

Вычисление погрешностей прямых измерений

Измерения называются *прямыми*, если значение физической величины определяется непосредственно по показаниям измерительных приборов. Тогда суммарная абсолютная погрешность можно найти по формуле:

$$\Delta X = \sqrt{(\Delta X_{\text{сл}})^2 + (\Delta X_{\text{инс}})^2}.$$

Случайная погрешность определяется по формуле Стьюдента

$$\Delta X_{\text{сл}} = t_{P,n} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n(n-1)}}.$$

Здесь $t_{P,n}$ – *коэффициент Стьюдента*, который зависит как от числа измерений n , так и от доверительной вероятности (надежности) P . Доверительную вероятность, как правило, принимают равной $P = 0,9$; $0,95$; $0,99$. В лабораторном практикуме кафедры физики $P = 0,95$.

Значения коэффициента Стьюдента можно найти по табл. 1.

Таблица 1

Коэффициенты Стьюдента

P	$t_{P,2}$ $n = 2$	$t_{P,3}$ $n = 3$	$t_{P,5}$ $n = 5$	$t_{P,7}$ $n = 7$	$t_{P,10}$ $n = 10$
0,9	6,314	2,920	2,132	1,943	1,833
0,95	12,706	4,303	2,776	2,447	2,262
0,99	63,667	9,925	4,604	3,707	3,250

Инструментальная погрешность $\Delta X_{\text{инс}}$ равна половине цены деления шкалы прибора, либо рассчитывается по классу точности k электроизмерительного прибора:

$$\Delta X_{\text{инс}} = \frac{kX_{\text{max}}}{100\%},$$

где X_{max} – максимальное значение измеряемой величины на данном пределе измерительного прибора.

Вычисление погрешностей косвенных измерений

Измерения называются *косвенными*, если для нахождения значения физической величины используется расчетная формула, в которую могут входить измеряемые величины, данные установки или известные константы.

Погрешность косвенных измерений определяется по формуле

$$\Delta F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 \Delta x^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 \Delta y^2 + \dots},$$

здесь $\frac{\partial F}{\partial x}$, $\frac{\partial F}{\partial y}$ и т.д. – частные производные по каждому параметру формулы, которые вычисляются по тем же правилам, что и обычные производные, но при этом остальные параметры рассматриваются как константы.

Пример. Пусть для расчета величины F используется формула $F = \frac{a - b^2}{c}$, где a, b, c – измеряемые величины. Тогда абсолютную погрешность ΔF можно рассчитать по формуле:

$$\begin{aligned} \Delta F &= \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)^2 \Delta a^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial b}\right)^2 \Delta b^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial c}\right)^2 \Delta c^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{1}{c}\right)^2 \Delta a^2 + \left(\frac{-2b}{c}\right)^2 \Delta b^2 + \left(-\frac{a - b^2}{c^2}\right)^2 \Delta c^2}. \end{aligned}$$

Расчетные значения абсолютных погрешностей Δa , Δb , Δc следует предварительно *округлить до трёх значащих цифр*.

При записи результатов измерений необходимо пользоваться следующими правилами округления.

1. Число, выражающее суммарную погрешность измерения, округляется до одной значащей цифры; если оно начинается цифрой 1 или 2, то округление производится до двух значащих цифр (например, $2,034 = 2,0$; $0,01217 = 0,012$).

2. Если при округлении первая отбрасываемая цифра больше или равна пяти, то предыдущая, сохраняемая цифра, увеличивается на единицу. В противном случае, эта цифра не изменяется (например, $2,054 = 2,1$; $0,01237 = 0,012$).

3. Числовое значение результата измерения должно оканчиваться цифрой того же порядка, что и числовое значение абсолютной погрешности.

Пример. Расчет длины волны и ее погрешности дал результат:

$$\lambda = 0,0000006328 \text{ м,}$$

$$\Delta\lambda = 0,0000000169 \text{ м,}$$

после округления

$$\lambda = (633 \pm 17) \cdot 10^{-9} \text{ м} = (633 \pm 17) \text{ нм.}$$

Указания к составлению графиков

Результаты измерения физических величин часто необходимо представить в виде графиков, наглядно показывающих связь между физическими величинами.

Для построения графиков удобно пользоваться миллиметровой бумагой, придерживаясь следующей последовательности:

1. Выбрать масштабы для откладываемых на графике величин.

2. На оси декартовой системы координат нанести деления, расстояния между которыми отвечают выбранному масштабу. Деления наносятся равномерно!

3. Нанести экспериментальные точки и построить по ним график.

При выборе масштабов надо исходить из следующего:

а) на графике должны быть отмечены результаты всех измерений;

б) начало координат не обязательно должно совпадать с нулевым значением откладываемой величины. За начало координат можно принять целое число, ближайшее к наименьшему значению измеренных величин;

в) график должен быть удобен для использования, поэтому одно деление масштабной линейки должно соответствовать 1, 2, 5, 10 или 25, 50 единицам откладываемой величины или такому же количеству долей единицы. Промежуточные значения, получаемые на опыте, на оси не наносятся. У концов координатных осей необходимо указать обозначение откладываемой по оси величины и единицу ее измерения.

Наносимые на график экспериментальные точки надо изображать в виде кружочков радиусом менее 1 мм. График изображается гладкой линией, проходящей не через точки, а между ними, так, чтобы разброс

экспериментальных точек по обе стороны от линии был примерно одинаков. Недопустимо проводить ломаную линию, состоящую из отрезков прямых, соединяющих соседние точки.

Графические зависимости, построенные по результатам измерений, иногда используются для нахождения физических величин. Как правило, это зависимости, допускающие аппроксимацию линейной функцией $y = kx + c$, графически изображаемой прямой линией. Искомая величина определяется либо по точке пересечения прямой с одной из координатных осей, либо по тангенсу угла наклона к оси абсцисс.

В первом случае по графику (рис.1) находят координаты точки пересечения построенной прямой с осью (например, $x = 0, y = a$). Для оценки погрешности параллельно экспериментальной прямой проводят две пунктирные прямые (одну выше, а другую ниже) так, чтобы бóльшая часть экспериментальных точек оказалась между пунктирными линиями. Если эти линии пересекают ось ординат в точках $y = a_1$ и $y = a_2$, то погрешность искомой величины a равна

$$\Delta a = \frac{|a_2 - a_1|}{\sqrt{n}},$$

где n – полное число экспериментальных точек на графике.

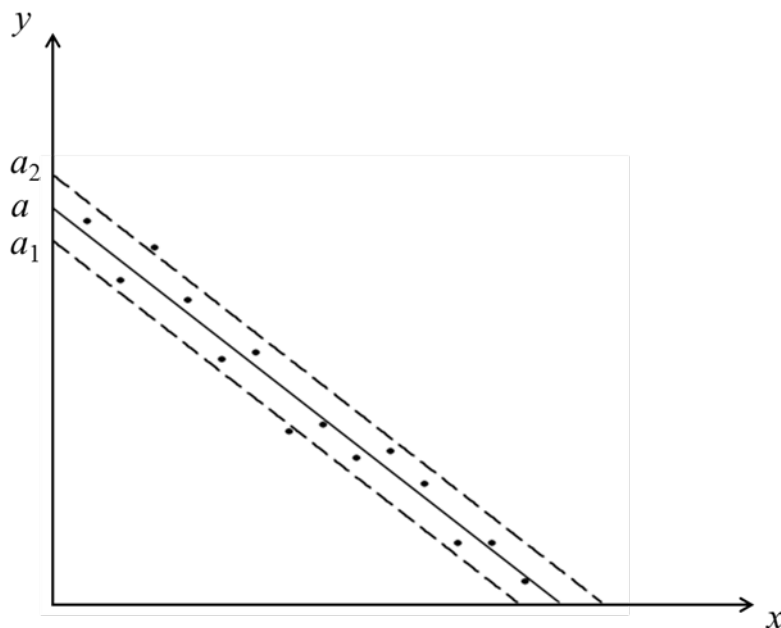


Рис.1. Определение погрешности измерений при пересечении экспериментальной прямой с осью координат

Во втором случае определяется коэффициент k , равный тангенсу угла наклона экспериментальной прямой к оси абсцисс. Из графика рис. 2 $k = a/b$, где b и a – координаты наиболее удаленной от начала координат точки графика.

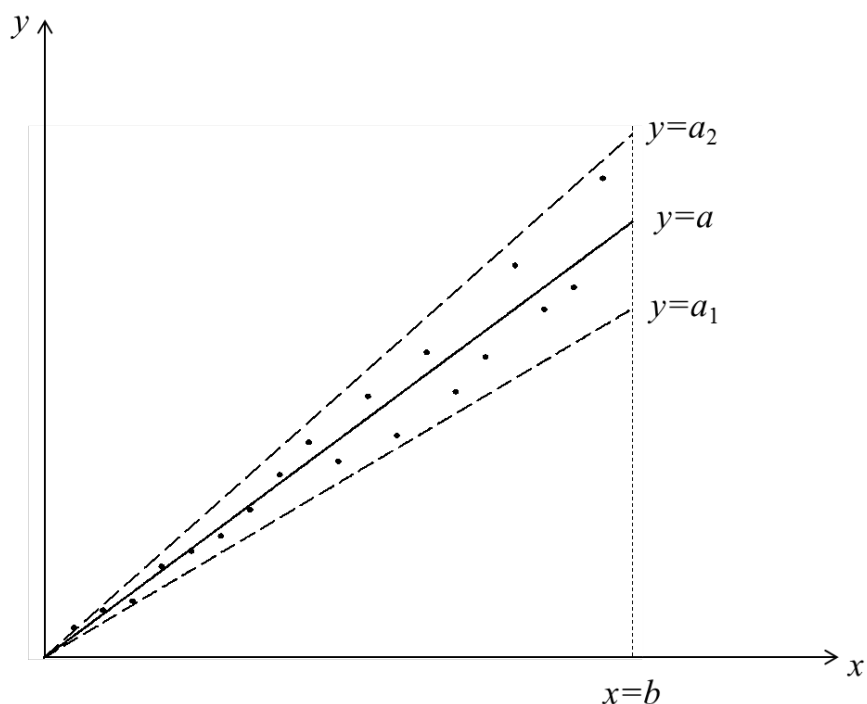


Рис. 2. Определение погрешности измерений по тангенсу угла наклона экспериментальной прямой

Для оценки погрешности измерения из начала координат проводят две пунктирные прямые так, чтобы бóльшая часть экспериментальных точек оказалась между ними. Из графика определяются $k_1=a_1/b$ и $k_2=a_2/b$, где a_1 и a_2 – ординаты точек на пунктирных прямых с абсциссой $x = b$. Тогда

$$\Delta k = \frac{|k_2 - k_1|}{\sqrt{n}},$$

(n – полное число экспериментальных точек на графике).

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Приложение 2

НЕКОТОРЫЕ ВНЕСИСТЕМНЫЕ ЕДИНИЦЫ

Наименование величины	Наименование единицы измерения	Обозначение		Значение в единицах СИ
		Российское	Между- народное	
Длина	Микрометр (микрон)	мкм (мк)	μm	10^{-6} м
	нанометр	нм	nm	10^{-9} м
	ангстрем	Å	Å	10^{-10} м
Оптическая сила	диоптрия	дптр	–	1 м^{-1}
Энергия	электронвольт	эВ	eV	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Приложение 3

ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Скорость света в вакууме	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная Планка	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Постоянная Стефана-Больцмана	$\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К}^4)$
Постоянная Ридберга	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Вина	$b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м}\cdot\text{К}$
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Элементарный заряд	$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Удельный заряд электрона	$e/m_e = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Радиус 1-ой боровской орбиты	$r_0 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_C = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Масса покоя электрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)

Приложение 4

СПЕКТР ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цвет	Длина волны, нм
Красный	620–800
Оранжевый	585–620
Жёлтый	575–585
Жёлто-зелёный	550–575
Зелёный	510–550
Голубой	480–510
Синий	450–480
Фиолетовый	390–450

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Основная литература

1. Детлаф, А.А. Курс физики: учеб. пособие / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Академия, 2015.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие / И.В. Савельев. – М.: Лань, 2016.

Дополнительная литература

1. Иродов, И.Е. Волновые процессы. Основные законы: учеб. пособие. / И.Е. Иродов.– Бинوم. Лаборатория знаний, 2015.

[В ОГЛАВЛЕНИЕ](#)