

Министерство образования и науки Российской Федерации  
*Амурский государственный университет*

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
ПО ФИЗИКЕ

Часть 3. Волновая и квантовая оптика,  
элементы физики атома и атомного ядра

Благовещенск  
Издательство АмГУ  
2018

ББК 22.34.я73+22.38я73

Л12

*Рекомендовано  
учебно-методическим советом университета*

*Рецензент:*

*С.В. Барышников*, профессор кафедры физического и математического образования ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет», д-р. физ.-мат. наук, профессор.

Зотова О.В., Голубева И.Г. (составители)

Л12 Лабораторный практикум по физике. Часть 3. Волновая и квантовая оптика, элементы физики атома и атомного ядра /сост. О.В. Зотова, И.А. Голубева. – Благовещенск: Изд-во АмГУ, 2018.

В лабораторный практикум включены 10 лабораторных работ, каждая из которых содержит теоретический материал на тему исследования, описание лабораторной установки и методики эксперимента, указания по выполнению эксперимента и обработке результатов измерений, вопросы для контроля знаний, а также список рекомендуемой учебной литературы.

Предназначено для студентов всех инженерных специальностей и направлений подготовки всех форм обучения.

ББК 22.34.я73+22.38я73

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый практикум составлен в соответствии с действующей программой курса физики для инженерных специальностей и направлений подготовки высших учебных заведений с учетом требований соответствующих ФГОС ВО и призван помочь более глубокому освоению дисциплины. В нем содержится 10 независимых лабораторных исследований, которые охватывают основные темы разделов общей физики «Волновая и квантовая оптика», «Элементы физики атома и атомного ядра».

Общая структура предлагаемых работ (цель исследования, основы теории, описание экспериментальных методов и установок, методики физических исследований, оценки точности результатов, контрольные вопросы и требования к оформлению) делает лабораторный практикум удобным для самостоятельной работы студентов.

В раздел «Основы теории» во многих лабораторных работах включены сведения о практическом применении изучаемых явлений. Это сделано с целью способствовать развитию интереса к изучению физики студентами и оптимизации процесса формирования профессиональных компетенций.

Каждая лабораторная работа содержит список вопросов для самоконтроля и рекомендуемую литературу с указанием соответствующих глав, что делает учебное пособие удобным для самостоятельной работы студентов. В списки рекомендуемой литературы вошли как учебные пособия Т.И. Трофимовой, И.В. Савельева, наиболее доступные студентам в настоящее время, так и дополнительные источники, изучение которых желательно для расширения знаний по соответствующей теме.

Авторы-составители выражают глубокую благодарность канд. физ.-мат. наук, доценту Василию Ивановичу Польшину, взявшему на себя труд по научно-методическому редактированию рукописи. Все его замечания и пожелания приняты и учтены.

## МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ

Выполнение студентами лабораторного практикума предполагает значительную самостоятельную работу как на этапе предварительной подготовки к работе, так и при выполнении работы, оформлении отчета и подготовке к защите работы.

### 1. Подготовка к выполнению лабораторной работы

Лабораторный практикум выполняется по индивидуальному графику бригадами, состоящими из 2-3 студентов. График выполнения лабораторных работ формируется преподавателем в начале каждого семестра и представляется студентам на первом аудиторном занятии лабораторного практикума. Выполнение лабораторных работ организуется по циклическому принципу.

Подготовка к лабораторной работе осуществляется студентом *до аудиторных занятий*, в часы, отведенные на самостоятельную работу, и требует немалого времени, поэтому целесообразно планировать ее заранее, т.е. *за несколько дней до занятия* и проводить в следующей последовательности:

1. Внимательно прочитать описание лабораторной работы в методическом пособии, уяснить задание и цель эксперимента.

2. Используя теоретический материал, приведенный в пособии, конспект лекций и рекомендованную учебную литературу, изучить теоретические вопросы, относящиеся к теме работы. Выделить основные теоретические положения, знание которых необходимо для выполнения работы и понимания полученных результатов. Сделать краткий конспект теоретического материала в индивидуальном лабораторном журнале, опираясь на контрольные вопросы, приведенные в методическом пособии в конце каждой работы.

3. Изучить принципиальную схему лабораторной установки, ознакомиться с применяемым оборудованием, контрольно-измерительными приборами и режимами их работы.

4. Усвоить методику измерения физических величин в лабораторном эксперименте, последовательность действий и форму представления полученных результатов.

5. В индивидуальном лабораторном журнале сделать *заготовку отчета* по данной работе, которая должна содержать: название и цель работы; оборудование, приборы и материалы применяемые в процессе измерений; краткий конспект теоретических положений по теме исследования и поясняющие теоретический материал рисунки, выполненные с учетом требований к оформлению отчета; принципиальную схему установки; заготовки таблиц, в которых будут представлены результаты измерений и расчетов (примеры таблиц даются в методическом пособии); расчетные формулы искомых величин.

Образец заготовки к лабораторной работе приведен в Приложении 1.

***Студент обязан приходить на занятие подготовленным. Наличие заготовки к лабораторной работе – обязательное условие допуска студента к выполнению лабораторной работы. Студенты, не имеющие подготовки, к выполнению лабораторной работы не допускаются.***

## **2. Выполнение лабораторной работы**

На выполнение каждой лабораторной работы отводится 2 часа аудиторного времени, в него включаются: получение допуска к работе, выполнение необходимых измерений и защита работы, выполненной на предыдущем занятии.

Перед выполнением работы преподаватель проверяет степень подготовленности каждого студента. Студент должен предоставить заготовку отчета в индивидуальном лабораторном журнале и ответить на следующие вопросы:

Какова цель экспериментальной задачи?

Каковы основы теории изучаемого явления, основные понятия и формулы?

Каков принцип работы экспериментальной установки?

Перечислите основные этапы эксперимента.

Получив допуск к выполнению лабораторной работы, студент должен ознакомиться с измерительными приборами, используемыми в процессе выполнения работы, получить у лаборанта необходимое дополнительное оборудование, подготовить оборудование к проведению эксперимента согласно методическому руководству (произвести сборку электрической цепи в соответствии

со схемой или сборку отдельных частей измерительной установки). После чего предъявить подготовленное к работе оборудование (собранный электрическую цепь) для проверки лаборанту или преподавателю. **Только после получения разрешения от преподавателя или лаборанта можно приступать к выполнению измерений.** При выполнении работы следует соблюдать правила техники безопасности, обращаться с приборами и оборудованием бережно и аккуратно, применять приборы только в соответствии с их назначением.

Выполнив все измерения, выключить установку (но не разбирать установку или электрическую цепь), предъявить преподавателю результаты измерений для проверки. Если при записи результатов или в ходе эксперимента была допущена ошибка, опыт повторяется. Если результаты удовлетворительны, преподавателем делается отметка о выполнении студентом лабораторной работы (ставится подпись и дата в отчете студента). **Отчеты без подписи преподавателя к защите не принимаются.**

После подписи результатов преподавателем, студенту необходимо привести лабораторную установку в исходное состояние (разобрать электрическую цепь), сдать лаборанту выданное дополнительное оборудование и привести в порядок рабочее место.

### **3. Оформление отчета и подготовка к защите лабораторной работы**

Оформление отчета и подготовка к защите лабораторной работы осуществляются студентом в часы, отведенные на самостоятельную работу. К следующему (после выполнения очередной лабораторной работы) занятию каждый студент должен представить отчет о выполненной лабораторной работе. Он составляется на основе заготовки в лабораторном журнале и должен содержать: номер, название, цель работы; перечень используемого в работе оборудования и приборов; краткий конспект теории по теме исследования; результаты измерений и вычислений в виде таблиц (или в ином виде, согласно методическим рекомендациям к данной лабораторной работе); расчетные формулы, по которым производились вычисления, с примером вычисления по каждой фор-

муле; схемы, графики, диаграммы и т.п. в соответствии с заданием на лабораторную работу, которые выполняются на миллиметровой бумаге карандашом с помощью чертежных принадлежностей (требования, предъявляемые к графическим материалам, приведены в Приложении 3); статистическую обработку результатов (расчет погрешностей измерений). Правила обработки результатов измерений приведены в Приложении 3; основные выводы по результатам работы.

Образец отчета лабораторной работы приведен в Приложении 2.

После оформления отчета студент готовится к защите лабораторной работы, изучая теоретические основы данной темы, ориентируясь на контрольные вопросы, приведенные в методических указаниях. Для получения зачета по лабораторной работе студент представляет преподавателю оформленный отчет со всеми необходимыми расчетами и отвечает на вопросы преподавателя в ходе последующего собеседования.

### *Лабораторная работа № 3-1*

## **ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА НА УСТАНОВКЕ С БИПРИЗМОЙ ФРЕНЕЛЯ**

Цель работы: получить интерференционную картину от двух точечных источников, определить длину волны монохроматического света.

Оборудование: осветитель с монохроматором УМ-2, линза, бипризма Френеля, измерительный микроскоп, линейка.

### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

Две волны с одинаковыми частотами, для которых разность фаз в различных точках остается неизменной за время наблюдения, называют **когерентными**. Понятие когерентности в общем смысле означает фазовую согласованность волн. Источники когерентных волн называются **когерентными источниками**.

**Интерференцией** называется явление сложения (суперпозиции) колебаний, возбужденных в некоторой точке пространства волнами, приходящими от нескольких когерентных источников, в результате чего происходит устойчивое во времени усиление интенсивности результирующей волны в одних точках поля и ослабление в других в зависимости от соотношения фаз складываемых волн.

**Светом**, или **оптическим излучением**, называются электромагнитные волны, длины которых в вакууме лежат в диапазоне от 10 нм до 1 мм (границы условны). К оптическому излучению относят инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучение.

Результат наложения когерентных световых волн, наблюдаемый на экране, фотопластинке и т.д., называют **интерференционной картиной**.

Пусть имеются два точечных когерентных источника света  $S_1$  и  $S_2$ , разнесенных на расстояние  $d$ , излучающих электромагнитные волны с одинаковой частотой  $\omega$  и разностью начальных фаз колебаний равной нулю (источники синфазны) в среде с показателем преломления  $n$  (рис. 1.1).

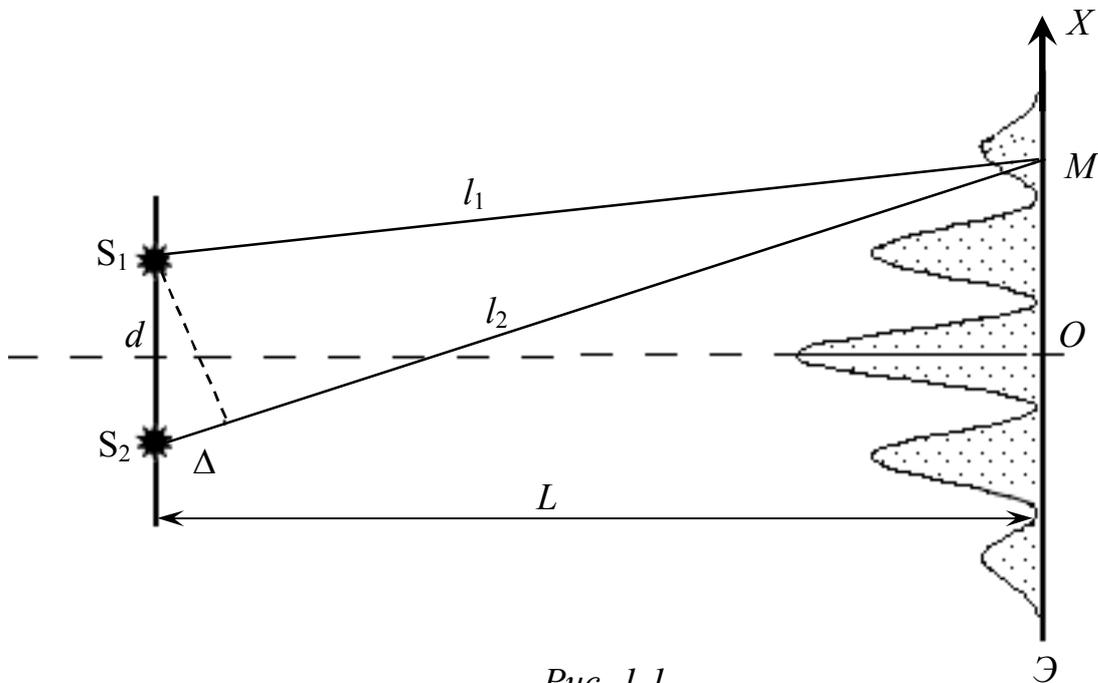


Рис. 1.1.

Интерференционная картина наблюдается на экране Э, расположенном параллельно линии, на которой находятся источники  $S_1$  и  $S_2$ , на некотором расстоянии  $L$ .

Выберем на экране Э произвольную точку  $M$ , положение которой задается координатой  $x$ , и определим условие минимума и максимума интенсивности света в этой точке пространства.

Под интенсивностью волны понимается величина, пропорциональная квадрату амплитуды волны. В качестве амплитуды световой волны принимают амплитуду колебаний вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны, так как именно вектором  $\vec{E}$  определяется действие света на глаз, фотоэлемент, фотопленку и другие регистрирующие свет устройства.

Обозначим  $l_1$  и  $l_2$  расстояния (геометрические пути), пройденные соответственно волнами от 1-го и 2-го источников до точки наблюдения  $M$ . Для электромагнитных волн в этой точке, испущенных когерентными источниками  $S_1$  и  $S_2$ , законы колебания модуля вектора  $\vec{E}$  в точке  $M$  имеют вид:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - k_1 l_1) \text{ и } E_2 = E_0 \cos(\omega t - k_2 l_2), \quad (1.1)$$

где  $E_0$  – амплитуда гармонических колебаний;  $k = \frac{\omega}{v}$  – волновое число;  $v = \frac{c}{n}$  – скорость распространения электромагнитной волны в среде с показателем преломления  $n$ ;  $c$  – скорость этой волны в вакууме.

В точке наблюдения М происходит сложение гармонических колебаний одинаковой частоты, и, согласно правилу сложения таких колебаний, амплитуда результирующего колебания в данной точке:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \delta. \quad (1.2)$$

Учитывая, что интенсивность света  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды вектора  $\vec{E}$  (т.е.  $I \sim E^2$ ), уравнение (1.2) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta, \quad (1.2')$$

где  $\delta$  – разность фаз колебаний в точке наблюдения, равная

$$\delta = (\omega t - k_1 l_1) - (\omega t - k_2 l_2) = k_2 l_2 - k_1 l_1. \quad (1.3)$$

Таким образом, в тех точках пространства, для которых  $\cos \delta > 0$  интенсивность  $I > (I_1 + I_2)$ , а для точек где  $\cos \delta < 0$  интенсивность  $I < (I_1 + I_2)$ , т.е. положение максимумов и минимумов интенсивности света на экране определяется разностью фаз складываемых волн.

Преобразуем (1.3) к виду

$$\delta = k_0 n_2 l_2 - k_0 n_1 l_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 l_2 - n_1 l_1), \quad (1.4)$$

здесь учтено, что  $k = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega n}{c} = k_0 n$ , где  $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  – волновое число для среды с  $n=1$  (вакуум);  $\lambda_0$  – длина волны в среде с  $n=1$ .

Величина  $nl$  – *оптический путь волны в среде с показателем преломления  $n$* ; разность этих величин для двух волн, проходящих в разных средах  $\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1$ , – их *оптическая разность хода*.

Тогда разность фаз колебаний двух когерентных волн, определяемую согласно (1.4), можно записать в виде

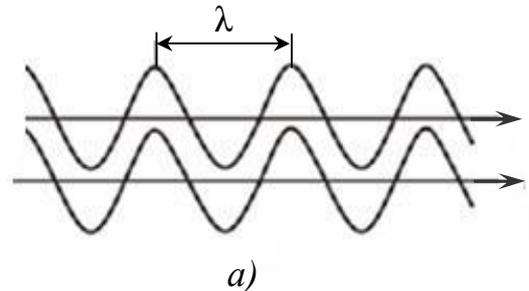
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (1.5)$$

Таким образом, на основании (1.5) и (1.2') можно утверждать, что при сложении когерентных волн в любой точке пространства результирующая интенсивность определяется величиной оптической разности хода волн.

Результирующее колебание имеет **максимум интенсивности** в тех точках пространства, в которых волны оказываются синфазными (рис. 1.2.а), т.е. их разность фаз кратна  $2\pi$ :

$$\delta = 2\pi \cdot m \quad \Rightarrow \quad 2\pi \cdot m = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad \Rightarrow \quad \boxed{\Delta = m\lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2}}, \quad (1.6)$$

здесь число  $m = 0, 1, 2, \dots$  называется **порядком интерференции**. То есть в этом случае на оптической разности хода укладывается целое число длин волн (или четное число полуволн).



В точках пространства, в которых разность фаз накладываемых волн кратна  $(2m+1)\pi$ , волны находятся в противофазе (рис. 1.2.б) и в этом случае гасят друг друга. В таких точках наблюдаются **минимумы интенсивности**:

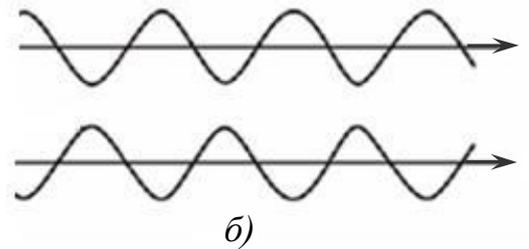


Рис. 1.2.

$$\delta = (2m+1)\pi \quad \Rightarrow \quad (2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad \Rightarrow \quad \boxed{\Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}}, \quad (1.7)$$

т.е. в случае минимума интенсивности на оптической разности хода укладывается нечетное число полуволн.

Для расчета положений (координат на оси  $OX$ ) точек минимумов и максимумов интенсивности света на экране воспользуемся рис. 1.1:

$$l_1^2 = L^2 + (x-d/2)^2, \quad (1.8)$$

$$l_2^2 = L^2 + (x+d/2)^2. \quad (1.8')$$

Вычитая (1.8) из (1.8'), получим:

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd. \quad (1.9)$$

Учитывая, что  $l_2 - l_1 = \Delta$ , а  $l_2 + l_1 \approx 2L$ , получим

$$2L \cdot \Delta = 2xd. \quad (1.10)$$

При подстановке в (1.10) выражения (1.6) получаем условие максимума интенсивности для точек экрана с координатами

$$x_m^{max} = \frac{m\lambda_0}{d} L. \quad (1.11)$$

Выражение для координат точек минимума интенсивности получается заменой в (1.11)  $m$  на  $m+1/2$ , что следует из подстановки (1.7) в (1.10).

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) называется **шириной интерференционной полосы**

$$\Delta x = x_{m+1}^{max} - x_m^{max} = \frac{\lambda_0}{d} L. \quad (1.12)$$

Приведенные условия расчета интерференционной картины справедливы лишь для идеальных гармонических волн с одинаковыми частотами. В идеальной гармонической волне фаза вдоль направления распространения изменяется по закону:

$$\varphi = \omega t - kx + \varphi_0, \quad (1.13)$$

а разность фаз в двух точках не зависит от времени. В поперечном направлении фаза не изменяется (точки находятся на одной волновой поверхности).

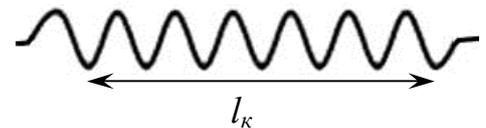


Рис. 1.3.

Реальная световая волна упрощенно может быть представлена в виде конечного отрезка синусоиды (цуга) длиной  $l_k$  и длительностью  $t_k$  (рис. 1.3). Поэтому соотношение (1.13) выполняется лишь в пределах длины  $l_k$ , называемой **длиной когерентности**, которую волна проходит за время  $t_k = l_k/c$ , называемое **временем когерентности**. В поперечном направлении постоянство фазы выполняется в пределах так называемого **радиуса когерентности**  $\rho_k$ . Длина  $l_k$  и время  $t_k$  когерентности являются характеристиками продольной когерентности, а радиус  $\rho_k$  – поперечной когерентности. Таким образом, в реальной волне фазовая согласованность колебаний в различных точках наблюдается лишь в пределах некоторого конечного объема.

Колебания, испускаемые независимыми источниками, некогерентны, и наблюдать интерференционную картину от таких источников не удастся. Для наблюдения интерференции используются различные методы расщепления волны на две идентичные части, с последующим наложением. При этом продольный сдвиг волн (разность хода) не должен превышать длины когерентности, а поперечное смещение – радиуса когерентности.

Продольная когерентность волны связана с ее *монохроматичностью*, т.е. реальная волна (цуг) содержит в своем составе некоторый интервал близких частот и соответствующий этим частотам интервал длин волн. Чем уже интервал частот, тем более монохроматичной является волна и тем большую длину когерентности она имеет. При разностях хода, превышающих длину когерентности, волны из одной части спектра будут усиливаться, а из других ослабляться, в результате интерференционная картина будет смазана. Поэтому чем выше монохроматичность (продольная когерентность), тем большее число интерференционных полос может наблюдаться и интерференция сохраняется при больших разностях хода.

Для визуального наблюдения небольшого числа интерференционных полос проблема продольной когерентности, как правило, не возникает. Даже при использовании белого света роль монохроматора, выделяющего узкий спектр длин волн, выполняет глаз человека, отличающий максимумы для различных длин волн по цвету. При съемке картины на черно-белую пленку картина смажется, что можно истолковать как отсутствие монохроматора и ухудшение продольной когерентности.

Поперечная когерентность, численно определяемая радиусом когерентности  $\rho_k$ , зависит от размеров источника  $D$  (рис. 1.4):

$$\rho_k = \frac{\lambda_0}{D} L = \frac{\lambda_0}{\phi}, \quad (1.14)$$

где  $L$  – расстояние от источника до волновой поверхности;  $\phi = \frac{D}{L}$  – угловой размер источника.

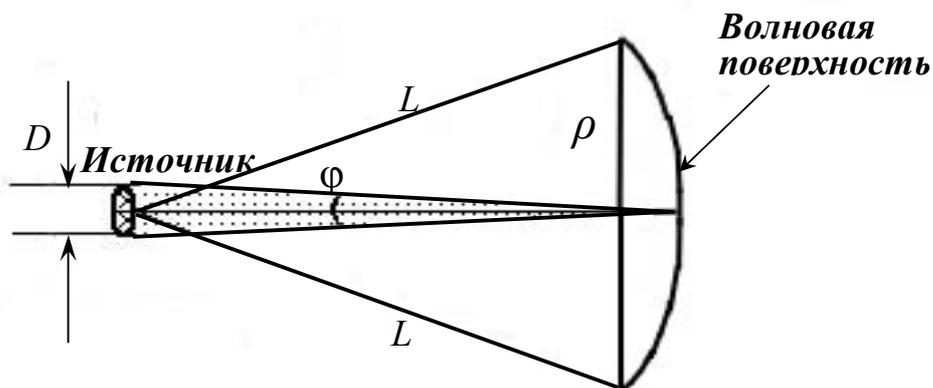


Рис. 1.4.

Проблема поперечной когерентности обусловлена поперечным смещением волн, т.е. используемой интерференционной схемой.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Обычно для наблюдения явления интерференции света используется один источник, фронт волны которого разделяется. Существует несколько эффективных способов реализации этого принципа получения интерференционной картины. В данной работе для такой цели используют *бипризму Френеля*, которая представляет собой две призмы с очень малым преломляющим углом, сложенные основаниями.

Схема наблюдения интерференционной картины, полученной с помощью бипризмы, показана на рис. 1.5.

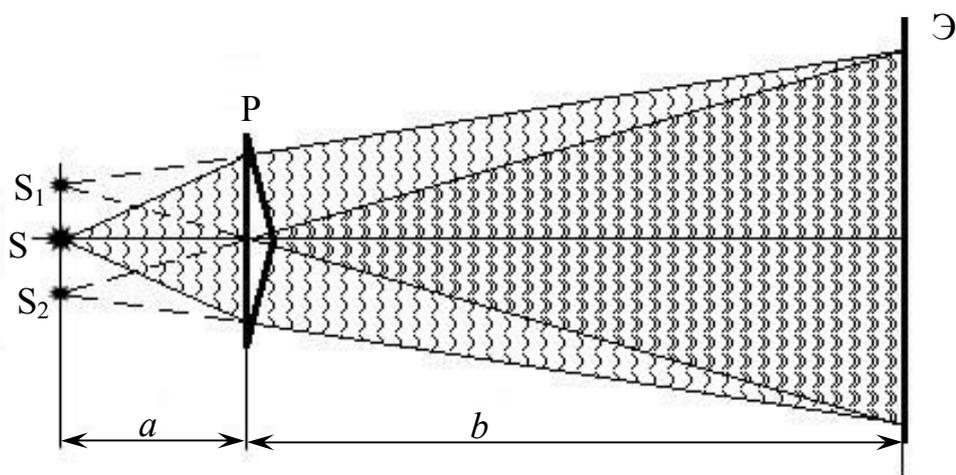


Рис. 1.5.

От источника света  $S$  лучи падают на обе половинки бипризмы  $P$ , преломляются в ней и за призмой распространяются так, как если бы исходили от

двух мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ . За бипризмой имеется область пространства, в которой световые волны, преломленные двумя половинками, перекрываются (на рис. 1.5 эта область заштрихована). В этой области пространства сводятся воедино две части цуга волн от источника  $S$ , прошедшие разные оптические пути. Интерференционная картина соответствует интерференции волн, исходящих от двух когерентных источников, расположенных в точках  $S_1$  и  $S_2$ , на расстоянии  $L=a+b$  от экрана, где  $a$  и  $b$  – соответственно расстояния от источника до бипризмы и от бипризмы до экрана.

Для определения расстояния  $d$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$  рассмотрим ход лучей через бипризму (рис. 1.6).

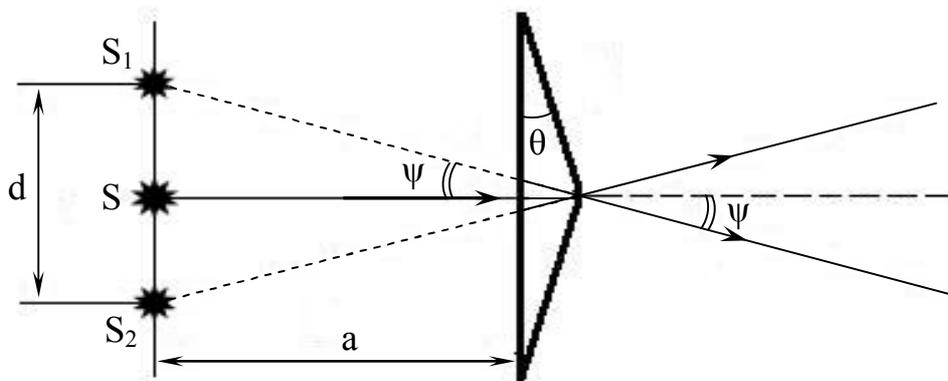


Рис. 1.6.

Угол отклонения  $\psi$  луча света половиной бипризмы в общем случае зависит от угла при вершине  $\theta$ , показателя преломления  $n$  и угла падения света на грань призмы. Однако для малых углов зависимостью от угла падения можно пренебречь:

$$\psi \approx \theta(n-1). \quad (1.15)$$

Вывод этой формулы можно найти в учебниках по общей физике.

Мнимые источники  $S_1$  и  $S_2$  лежат на мнимом продолжении преломленных призмой лучей. Строго говоря, они не лежат в одной плоскости с действительным источником  $S$ , но при малом угле их смещение пренебрежимо мало по сравнению с расстоянием  $a$ . Тогда можно записать:

$$d = 2a \cdot \text{tg} \psi \approx 2a\psi. \quad (1.16)$$

Эта схема использует разделение двух частей волнового фронта и предъявляет большие требования к поперечной когерентности волны. Несмотря на простоту теоретического анализа, выполнить для этой схемы условия когерентности экспериментально достаточно сложно. Необходимо, чтобы части волны, падающие на обе половины бипризмы, были когерентными, т.е. радиус когерентности был порядка размеров призмы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.7. На оптической скамье установлены источник света 1 (лампа накаливания), монохроматор 2, расширительная линза 3, бипризма Френеля 4, измерительный микроскоп 5, служащий для наблюдения интерференционной картины и измерения расстояния между интерференционными полосами.

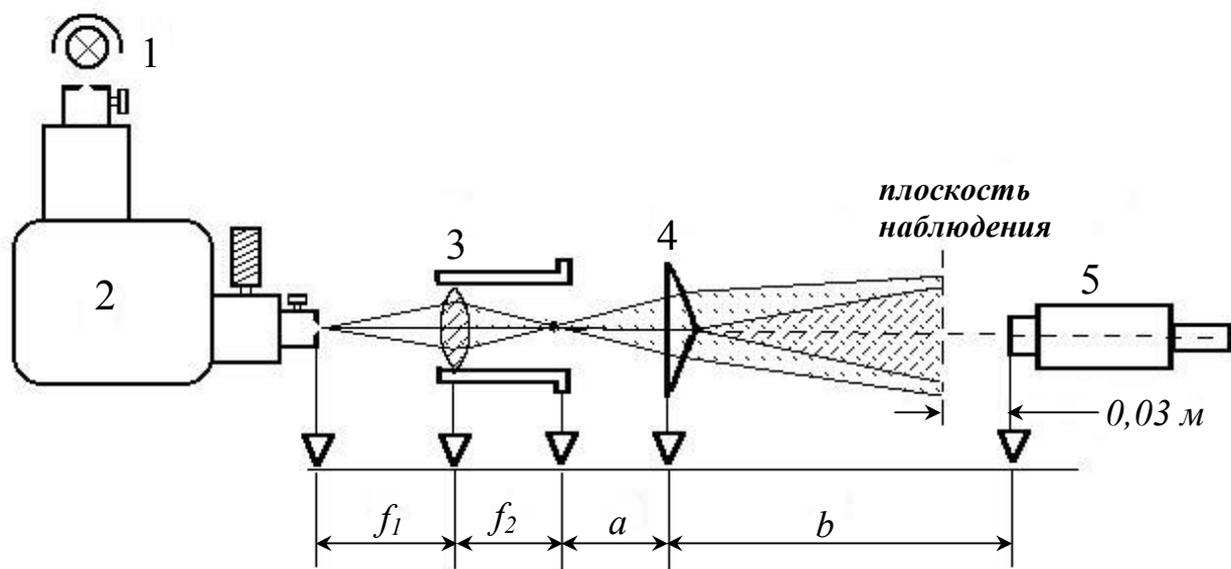


Рис. 1.7.

Луч света от источника освещает входную щель монохроматора. Узкая полоска света – изображение щели, – пройдя объектив, попадает на спектральную призму, находящуюся внутри монохроматора. За счет дисперсии призмы лучи разных длин волн, имеющиеся в пучке, преломляются по-разному и, следовательно, выходят из призмы под разными углами. Вращая призму можно направить в выходную щель пучок света определенной длины волны.

Как следует из формулы (1.14), для получения достаточной поперечной когерентности размеры источника должны быть соответственно малы. Поэтому в эксперименте используется собирающая короткофокусная линза 3, создающая в качестве источника уменьшенное изображение выходной щели монохроматора. Размер такого источника  $D$  связан с шириной щели  $h$  монохроматора соотношением

$$D = h \frac{f_2}{f_1}, \quad (1.17)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  – расстояния от линзы до щели и источника соответственно.

Расстояния  $f_2$  и  $f_1$  связаны с фокусным расстоянием  $F$  линзы формулой тонкой линзы:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}. \quad (1.18)$$

Для значительного уменьшения размеров источника необходимо установить расстояние  $f_1 \gg F$ , тогда в формуле (1.17) можно считать  $f_2 \approx F$ .

Для измерения расстояний между элементами схемы на рейтеры скамьи нанесены риски. На рейтере линзы риски указывают положение линзы и ее фокальной плоскости, т.е. плоскости источников. На рейтере же микроскопа риска указывает положение плоскости объектива, а не плоскости наблюдения. Для расчета расстояния  $L$  между источниками и плоскостью наблюдения следует учесть, что плоскость наблюдения находится в 30 мм впереди объектива микроскопа, т.е.

$$L = a + b - 0,03 \text{ (м)}. \quad (1.19)$$

Из формулы (1.12) можно найти длину волны, учитывая, что в воздухе  $\lambda = \lambda_0$ :

$$\lambda = \frac{\Delta x}{L} d. \quad (1.20)$$

Для измерения расстояния  $\Delta x$  между двумя соседними полосами интерференционной картины (светлыми или темными) для большей точности следует измерить расстояние  $l$  между  $k$  полосами, взяв  $l$  возможно бóльшим:

$$\Delta x = l/k. \quad (1.21)$$

Расстояние  $l$  измеряется при помощи микроскопа

$$l = C \cdot N, \quad (1.22)$$

где  $C=0,06$  мм/дел – цена деления окулярной шкалы измерительного микроскопа (при полностью вдвинутом окуляре);  $N$  – соответствующее число делений.

Расстояние  $d$  между мнимыми источниками в этом опыте можно рассчитать по формуле (1.16). Угол преломления призмы  $\psi=0,0034$  рад.

Таким образом, можно получить рабочую формулу для расчета длины волны

$$\lambda = \frac{2a \cdot \psi \cdot C \cdot N}{k(a + b - 0,03)}. \quad (1.23)$$

### *ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ*

1. Подготовить оптическую установку к эксперименту:

1.1. Открыть входную и выходную щели монохроматора. Убрать со скамьи линзу и бипризму. Отцентрировать ось осветителя параллельно оси монохроматора так, чтобы при перемещении измерительного микроскопа вдоль скамьи луч света все время попадал в объектив микроскопа.

1.2. Установить на скамью линзу и отцентрировать ее так, чтобы центр светового пятна попадал в центр объектива микроскопа и оставался в нем при продольном перемещении линзы.

1.3. Установить измерительный микроскоп на край скамьи, а линзу – на расстоянии 15-20 см от выходной щели монохроматора. Установить на скамье бипризму и отцентрировать ее так, чтобы световое пятно падало на обе половинки бипризмы.

2. Установив при помощи барабана монохроматора нужный участок спектра (по заданию преподавателя), прикрыть входную щель монохроматора до 1 мм, а выходную – до 0,1-0,3 мм. Наблюдать в окуляр интерференционную картину. При правильной настройке установки интерференционная картина не должна исчезать из поля зрения окуляра при перемещении микроскопа и бипризмы вдоль оптической скамьи.

3. Установив расстояние  $a$  между бипризмой и линзой в пределах 0,1-0,3 м, измерить расстояние между интерференционными полосами  $\Delta x$ . Для этого сосчитать число темных полос  $k$ , заключенных между  $N$  делениями окулярной шкалы. Количество делений  $N$  должно быть подобрано так, чтобы общее число полос (светлых и темных), укладывающихся в них, было четным. Результаты занести в табл. 1.1.

4. Перемещая рейтер с бипризмой, повторить измерения по п.3 5-6 раз для различных расстояний  $a$  (линзу и микроскоп оставить неподвижными). Результаты занести в табл. 1.1.

Таблица 1.1

№ опыта	$a$ , м	$b$ , м	$k$	$N$	$d$ , м	$\Delta x$ , м	$\lambda$ , м

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычислите расстояние  $d$  между мнимыми источниками по соотношению (1.16) и расстояние между полосами  $\Delta x$  по формуле (1.21) в каждом опыте.

2. Пользуясь рабочей формулой (1.23), вычислите длину волны  $\lambda$  для каждого опыта.

3. Рассчитайте среднее значение и доверительную погрешность для длины волны  $\lambda$ . Результат представьте в стандартной форме и определите, какому участку спектра на шкале электромагнитных колебаний соответствует полученный результат.

4. Сделайте вывод о соответствии рассчитанной длины волны наблюдаемому в опыте участку спектра.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое интерференция света? Какие условия необходимы для ее наблюдения?

2. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода? Сформулируйте и выведите условия усиления и ослабления света при интерференции.

3. Каким образом можно получить когерентные волны? Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентности?

4. Какие требования к продольной и поперечной когерентности предъявляются в данном эксперименте?

5. Опишите работу экспериментальной установки. Выведите рабочую формулу для определения длины волны.

#### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 8-15, стер. – М.: Высш. шк., 2005-2010. – Главы 21, 22.

2. Курс физики: учеб. пособие для студ. вузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – Глава 31.

## Лабораторная работа № 3-2

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ ПО КОЛЬЦАМ НЬЮТОНА

Цель работы: определить радиус кривизны линзы по интерференционным кольцам Ньютона.

Оборудование: обойма с линзой и плоскопараллельной пластинкой, оптическая скамья, гелий-неоновый лазер, короткофокусная линза, экран.

## ОСНОВЫ ТЕОРИИ

### 1. Интерференция света и условия ее наблюдения

С точки зрения классической электродинамики, свет представляет собой поперечные электромагнитные волны, распространяющиеся в вакууме со скоростью  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с. Электромагнитная волна является поперечной, так как вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектор индукции магнитного поля  $\vec{B}$  взаимно перпендикулярны и колеблются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Обычно при описании световой волны достаточно учитывать только вектор  $\vec{E}$  (его называют **световым**), так как именно электрическое поле оказывает действие на среду, с которой взаимодействует волна. Человеческий глаз воспринимает электромагнитные волны в интервале длин волн от 400 до 700 нм.

В простейшем идеальном случае *гармонической* волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $x$ , модуль вектора напряженности электрического поля  $E$  изменяется по закону

$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (2.1)$$

где  $E_0$  – амплитуда волны;  $\omega$  – круговая (циклическая) частота волны, связанная с линейной частотой  $\nu$  соотношением  $\omega = 2\pi\nu$ ;  $k$  – волновое число, связанное с длиной волны  $\lambda$  соотношением  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ; выражение  $(\omega t - kx + \varphi_0)$ , стоящее под знаком косинуса, есть **фаза волны**;  $\varphi_0$  – начальная фаза, зависящая от выбора начала координат и начала отсчета времени, поэтому ее можно принять равной нулю.

Формула (2.1) определяет *плоскую монохроматическую бегущую волну*, распространяющуюся в положительном направлении оси  $x$ . *Монохроматическая волна* – это синусоидальная волна с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой.

Следует отметить, что плоских монохроматических волн, определяемых выражением (2.1), в природе не существует. Реальные световые волны, испускаемые возбужденными атомами, представляют собой *волновые цуги* (или *волновые пакеты*), ограниченные в пространстве и во времени. Это означает, что такие элементарные волны не строго монохроматичны, а имеют «разброс» по частоте. Световая волна, создаваемая точечным источником света (например, атомом), является не плоской, а сферической, если излучение происходит равномерно во все стороны, но на больших расстояниях от источника такая волна может приближенно рассматриваться как плоская.

*Интерференцией* волн называется явление усиления или ослабления амплитуды результирующих колебаний при наложении двух (или более) когерентных волн.

Волны называются *когерентными*, если их частоты колебаний одинаковы и их *разность фаз остается постоянной в течение некоторого промежутка времени*, достаточного для наблюдения интерференции. Отметим, что человеческий глаз способен видеть интерференционную картину, если время когерентности превышает 0,1 с. Монохроматические волны, обладая постоянной во времени частотой, амплитудой и начальной фазой, удовлетворяют условию когерентности.

Интерференция присуща любому типу волн: волн на поверхности жидкости, упругих (например, звуковых), электромагнитных (например, радиоволн или световых), и служит подтверждением волнового характера того или иного типа движения. В частности, явление интерференции света доказывает его волновую природу.

При наложении когерентных световых волн наблюдается устойчивая *интерференционная картина*, при которой в одних точках пространства происхо-

дит усиление интенсивности света (амплитуда колебаний увеличивается, возникают ярко освещенные участки), а в других точках пространства – ослабление интенсивности света (амплитуда колебаний уменьшается почти до нуля, появляются темные участки), т.е. для **явления интерференции характерно перераспределение энергии волн в пространстве.**

Белый свет представляет собой совокупность монохроматических волн различных частот (длин волн), излучаемых отдельными атомами. Процесс излучения в каждом из атомов длится около  $10^{-8}$  с, и столь же короткое время может существовать интерференционная картина, образованная волнами от двух независимых атомов. Следующий процесс излучения наступает через неопределенный отрезок времени, и поэтому интерференция будет происходить при иной разности фаз. Таким образом, интерференционные картины от независимых атомов сменяются настолько часто и беспорядочно, что в результате получается усредненная равномерная освещенность, и устойчивая интерференционная картина от естественных источников света не наблюдается.

Следовательно, основная трудность в осуществлении явления интерференции света заключается в получении когерентных световых волн. Как уже было объяснено, для этого непригодны волны, излученные не только двумя различными макроскопическими источниками света (исключение составляют лазеры), но и волны различных атомов одного и того же естественного источника (например, теплового). Поэтому остается лишь одна возможность – каким-либо способом разделить свет, излучаемый каждым источником, на две группы волн, которые в силу общности происхождения должны быть когерентными и при наложении будут интерферировать. Отсюда все методы получения когерентных источников света сводятся к одной идее – разделению одного пучка от источника на две части и дальнейшему их сведению в одну точку. Практически это можно осуществить с помощью щелей (метод Юнга), зеркал (метод зеркал Френеля), преломляющих тел (метод бипризмы Френеля) и т.д.

Рассмотрим интерференцию света от двух когерентных источников света  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 2.1), от которых в точку М приходят две волны, прошедшие соответственно пути  $l_1 = S_1M$  и  $l_2 = S_2M$ .

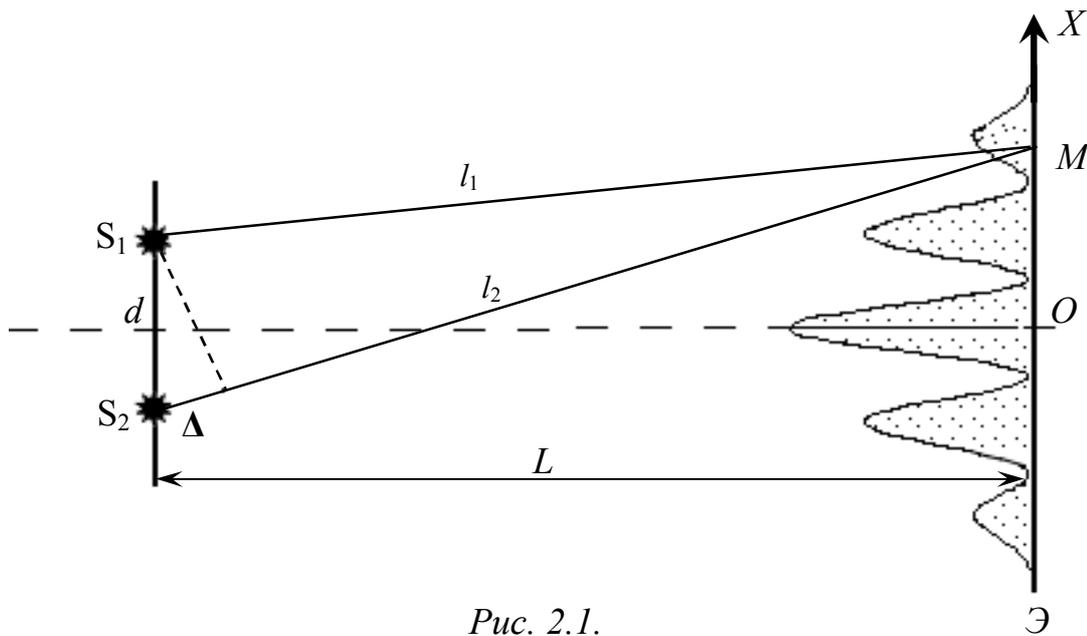


Рис. 2.1.

Величина

$$\Delta l = l_2 - l_1 \quad (2.2)$$

называется *геометрической разностью хода*, а величина

$$\Delta = \Delta l \cdot n \quad (2.3)$$

– *оптической разностью хода* интерферирующих волн (здесь  $n$  – абсолютный показатель преломления среды).

В точке наблюдения  $M$  происходит сложение гармонических колебаний одинаковой частоты и, согласно правилу сложения таких колебаний, амплитуда результирующего колебания в данной точке составит:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \delta. \quad (2.4)$$

Учитывая, что интенсивность света  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды вектора  $\vec{E}$  (т.е.  $I \sim E^2$ ), уравнение (2.4) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta, \quad (2.4')$$

где  $\delta$  – разность фаз, складываемых колебаний в точке наблюдения.

В тех точках пространства, для которых  $\cos \delta > 0$ , получаем  $I > (I_1 + I_2)$ , где  $\cos \delta < 0$ ,  $I < (I_1 + I_2)$ . Таким образом, уменьшение или увеличение интенсивности света при наложении двух когерентных волн зависит от их разности фаз.

Разность фаз  $\delta$  колебаний двух когерентных волн в точке  $M$  связана с разностью хода  $\Delta$  соотношением

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (2.5)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме или в воздухе, т.е. в среде с  $n=1$ .

Подробный вывод формулы (2.5) приведен в «Основах теории» к лабораторной работе № 3-1.

Результирующее колебание имеет **максимум интенсивности** в тех точках пространства, в которых волны оказываются синфазными (в одной фазе) (рис. 2.2.а), т.е. их разность фаз кратна  $2\pi$ :

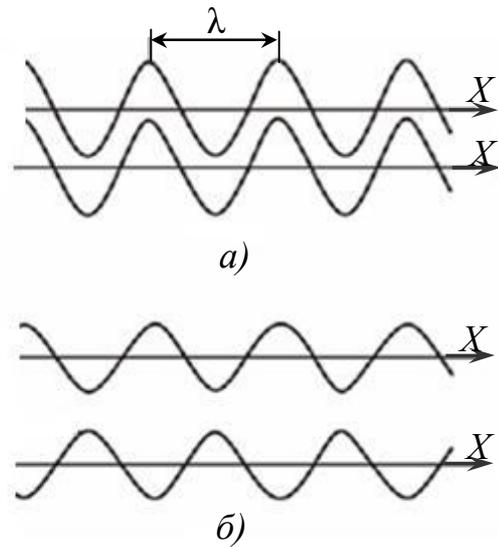


Рис. 2.2.

$$\delta = 2\pi \cdot k \Rightarrow 2\pi \cdot k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \Rightarrow \Delta = k\lambda_0 = 2k \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.6)$$

здесь число  $k = 1, 2, 3, \dots$  называется **порядком интерференционного максимума**.

В этом случае на оптической разности хода укладывается целое число длин волн (или четное число полуволен).

В точках пространства, в которых разность фаз накладываемых волн кратна  $(2k+1)\pi$ , волны находятся в противофазе (рис. 2.2.б) и гасят друг друга. В таких точках наблюдаются **минимумы интенсивности**:

$$\delta = (2k+1)\pi \Rightarrow (2k+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \Rightarrow \Delta = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.7)$$

здесь число  $k = 0, 1, 2, \dots$  называется **порядком интерференционного минимума**.

Таким образом, в случае минимума интенсивности на оптической разности хода укладывается нечетное число полуволен.

## 2. Интерференция в тонких пленках

Практически единственной возможностью заметить интерференцию света в обыденной жизни является наблюдение цветных пятен в тонких пленках масла, бензина и т.п., разлитых на поверхности воды, а также оксидных пленок на

поверхности закаленных стальных деталей (цвета побежалости). Бесформенность пятен объясняется различием и непостоянством толщины пленки, а разноцветность – наличием в белом свете различных длин волн.

Схема возникновения интерференции в тонкой пленке в отраженном свете показана на рис. 2.3.

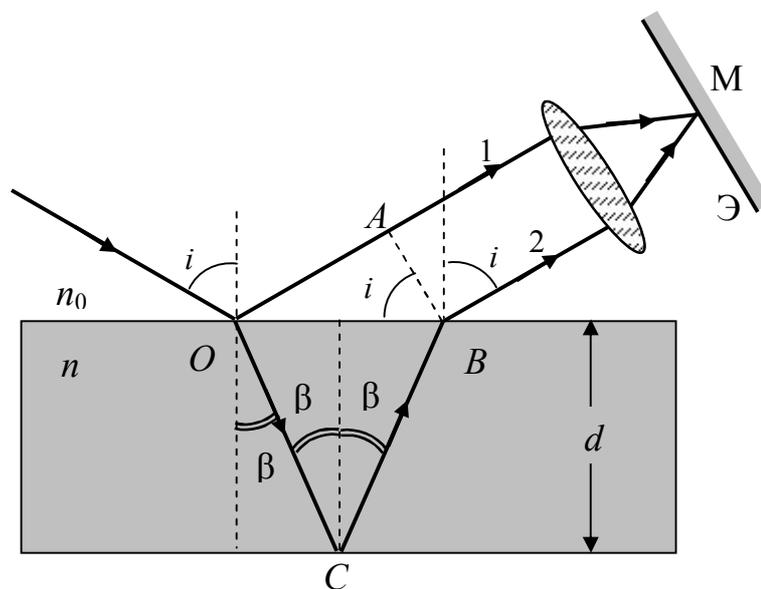


Рис. 2.3.

На пленку толщиной  $d$  падает плоская монохроматическая волна ( $\lambda_0 = \text{const}$ ) под углом  $i$ . Предположим, что по обе стороны от пленки с показателем преломления  $n$  находится одна и та же среда (например, воздух с показателем преломления  $n_0=1$ ). Рассмотрим один луч, падающий на верхнюю поверхность пленки. На поверхности пленки в точке  $O$  падающий луч разделится на два: первый (1) – отразится от верхней поверхности пленки, второй (2) – преломится. Преломленный луч, дойдя до точки  $C$ , частично преломится в воздух, а частично отразится и пойдет к точке  $B$ . В этой точке он вновь частично отразится в пленку и частично преломится, выйдя в воздух под углом  $i$ . Лучи 1 и 2, образовавшиеся в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пленки, когерентны. Если на их пути поставить собирающую линзу (глаз), то лучи сойдутся в одной из точек  $M$  фокальной плоскости, образуя на экране  $\mathcal{E}$  интерференционную картину в отраженном свете.

Результат интерференции в точке  $M$  определится оптической разностью хода лучей 1 и 2. Оптическую разность хода эти лучи набирают от точки  $O$  до плоскости  $AB$ , являющейся фронтом вторичных (отраженных) лучей и перпендикулярной лучам 1 и 2. Из геометрии рис. 2.3 очевидно, что оптическая разность хода лучей 1 и 2 определяется как

$$\Delta = (OC + CB)n - \left( OA + \frac{\lambda_0}{2} \right) n_0. \quad (2.8)$$

Слагаемое  $\lambda_0/2$  появляется вследствие того, что волна 1 получается путем отражения от оптически более плотной среды ( $n > n_0$ ), при этом фаза светового вектора  $\vec{E}$  изменяется скачком на  $\pi$ , что эквивалентно появлению дополнительной разности хода в  $\lambda_0/2$ .

Из геометрии хода лучей (рис.2.3) можно записать:

$$OC = CB = \frac{d}{\cos \beta}, \quad OA = OB \sin i, \quad OB = 2d \operatorname{tg} \beta.$$

Учитывая закон преломления  $\sin i = n \sin \beta$  и подставляя все соотношения в (2.8), после преобразований получим

$$\Delta = 2dn \cos \beta + \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} + \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Таким образом, оптическая разность хода интерферирующих волн в тонкой пленке определяется выражением

$$\boxed{\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}}. \quad (2.9)$$

Подставляя в (2.9) условия максимумов (2.6) или минимумов (2.7) интерференции соответственно, получим:

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k) \frac{\lambda_0}{2} - \text{интерференционные максимумы}. \quad (2.10)$$

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} - \text{интерференционные минимумы}. \quad (2.11)$$

Положения интерференционных максимумов и минимумов, как следует из формул (2.10) и (2.11), зависят только от *угла падения лучей  $i$* , отсюда и название такой интерференционной картины – *полосы равного наклона*. Так как отраженные когерентные волны параллельны, то интерференционные полосы в

этом случае *локализованы в бесконечности* и для их наблюдения используют собирающую линзу и экран.

Аналогичная картина будет наблюдаться в случае отражения световой волны от обеих поверхностей клинообразной тонкой пленки (рис. 2.4). Отличие от предыдущей ситуации состоит в том, что отраженные волны не параллельны, а расходятся или сходятся в зависимости от направления падающей волны.

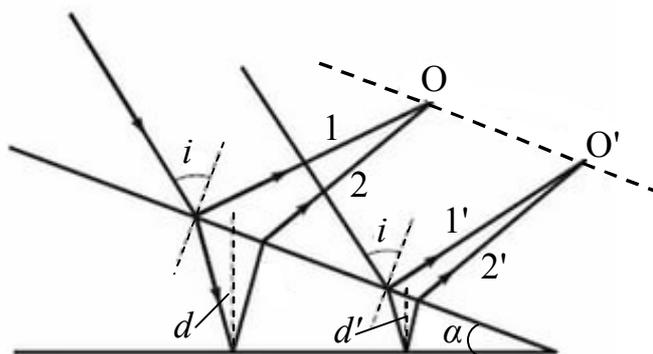


Рис. 2.4.

Поэтому при наблюдении глазом интерференционная картина будет локализована в плоскости  $OO'$ , изображенной на рис. 2.4 пунктиром. То есть если пленка имеет переменную толщину  $d \neq \text{const}$ , а  $\lambda_0$ ,  $n$  и  $i$  неизменны, то картина *локализована вблизи поверхности пленки* и наблюдается при любом размере источника. В этом случае интерференционная картина называется *полосами равной толщины*, потому что они возникают от мест одинаковой толщины пленки. В белом (немонохроматическом) свете интерференционная картина выглядит как радужные пятна на поверхности, так как волны разной частоты интерферируют от мест с разной толщиной пленки.

Если угол клина  $\alpha$  мал, то к расчету такой интерференционной картины можно применить формулы (2.10) и (2.11).

### 3. Применение интерференции

Интерференция света используется в *интерферометрах* различных конструкций для особо точных измерений длины и других величин. Широкую известность получил *интерферометр Майкельсона*, с помощью которого были проведены рекордно точные измерения скорости света (в 1881 г.) и показано, что она не зависит от движения Земли относительно предполагаемого «мирового эфира». Эти измерения сыграли значительную роль в обосновании специальной теории относительности и в развитии спектрального анализа.

*Звездный интерферометр* позволяет измерять угловые размеры звезд и угловые расстояния до близких двойных звезд. Современные конструкции с базой до 18 м дают точность измерения угловых размеров до одной тысячной доли угловой секунды.

*Интерференционный рефрактометр Рэля* измеряет показатели преломления газов с точностью до семи знаков после запятой и применяется для обнаружения малых примесей в воздухе и в воде, для анализа рудничного и печного газа.

Явление интерференции в настоящее время широко используется для получения *голографических* изображений различных объектов, что позволяет более детально исследовать их структуру и свойства.

При освещении пленки белым светом она окрашивается в какой-либо определенный цвет, длина волны которого удовлетворяет максимуму интерференции. Следовательно, по цвету пленки можно оценивать ее толщину. А исследование интерференции в тонких пленках позволяет определять ряд практически важных величин – толщину пленки, ее показатель преломления, температуру нагрева под закалку деталей, длину волны излучения и т.д.

Интерференция в тонких пленках широко используется в современной технике для просветления оптических поверхностей, ликвидации «бликов» от поверхностей линз, получения интерференционных фильтров.

#### 4. Кольца Ньютона

Классическим примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*. Они наблюдаются при отражении света от соприкасающихся друг с другом плоскопараллельной стеклянной пластинки и плосковыпуклой линзы с большим радиусом кривизны (рис. 2.5). Роль тонкого клина выполняет воздушный зазор между пластинкой и линзой, при этом воздушный клин является сферическим.

Если на такую систему падает нормально пучок монохроматического света (луч 1), то световые волны, отраженные от нижней поверхности линзы

(луч 2) и верхней поверхности пластины (луч 3), будут интерферировать. При большом радиусе кривизны линзы точка отражения луча 2 от нижней грани линзы (А) и точка входа луча 3 в линзу практически лежат на одной прямой (АВ), параллельной пластинке, поэтому для расчета разности хода лучей 2 и 3 в произвольной точке линзы можно воспользоваться формулой (2.9), где принять  $d=h$ ,  $n=1$  (для воздушного зазора) и угол нормального падения лучей  $i=0^\circ \Rightarrow \sin i = 0$ . Таким образом, разность хода лучей 2 и 3 будет определяться лишь толщиной зазора:

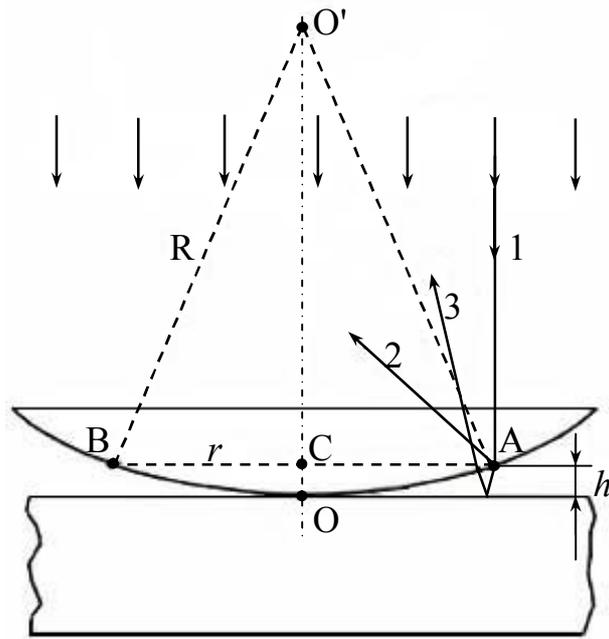


Рис. 2.5.

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2.12)$$

Добавочная разность хода в полволны объясняется тем, что при отражении от нижней пластинки, представляющей более плотную, чем воздух, среду волна 3 меняет фазу на  $\pi$ , что эквивалентно увеличению ее пути на половину длины волны  $\lambda_0/2$ .

В идеальном случае в точке О (месте соприкосновения линзы с пластинкой)  $h=0$  и разность хода между лучами 2 и 3, возникающая в этой точке, будет определяться лишь потерей полуволны при отражении от пластинки, т.е.  $\Delta = \lambda_0/2$ , что удовлетворяет условию минимумов интерференции (2.7):

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \text{ при } k=0. \text{ Следовательно, в центре интерференционной картины}$$

должно наблюдаться темное пятно.

Остальные интерференционные полосы, полученные от других мест с одинаковой толщиной зазора  $h_k$ , будут иметь форму концентрических светлых

(при выполнении условия максимумов (2.6)) и темных (при выполнении

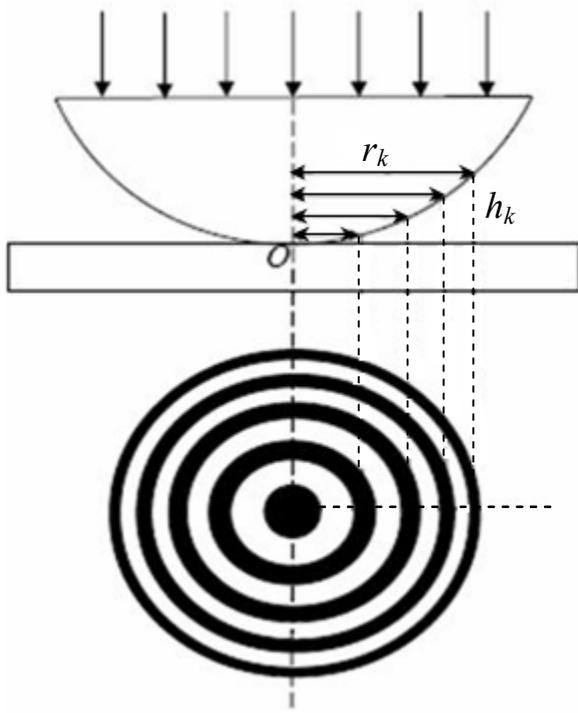


Рис. 2.6.

условия минимумов (2.7)) колец убывающей ширины с ростом  $k$  и с центром в точке соприкосновения линзы и пластинки (рис. 2.6). Такая интерференционная картина и называется **кольцами Ньютона**.

Кольца Ньютона можно наблюдать и в *проходящем свете*. Оптическая разность хода  $\Delta$  для проходящего света отличается от ее значения для отраженного света на  $\lambda_0/2$ . Следовательно, максимуму интерференции в отраженном свете для данной длины волны соответствует минимум интерференции в

проходящем, т.е. для интерференции световых лучей в проходящем свете в центре наблюдается максимум (светлое пятно), а кольца, светлые в отраженном свете, являются темными в проходящем.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для определения радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона, полученных экспериментально, выведем формулу, связывающую радиус произвольного кольца  $r_k$ , радиус кривизны линзы  $R$  и длину волны света  $\lambda_0$ . Для этого рассмотрим треугольник  $ACO'$  (рис.2.7).

Из геометрических соображений можно записать

$$r_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = R^2 - R^2 + 2Rh - h^2 \approx 2Rh, \quad (2.13)$$

так как слагаемое  $h^2 \ll R^2$ , им можно пренебречь.

Выражая  $h$  из (2.13), получим

$$h = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (2.14)$$

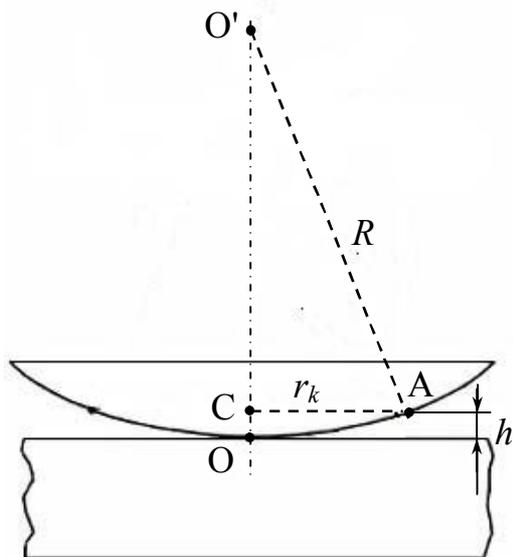


Рис. 2.7.

Подставляя (2.14) в (2.12) и используя условие минимума интерференции (2.7), найдем связь между радиусом кривизны линзы и радиусом темных колец Ньютона:

$$2 \frac{r_k^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow r_k^2 = kR\lambda_0 \quad (2.15)$$

Однако формула (2.15) не может быть применена для опытной проверки. Дело в том, что в точке контакта линзы с пластинкой может быть незначительный

зазор величиной  $d_0$ , из-за наличия на поверхности даже очищенного стекла пылинок (рис. 2.8а). Величина  $d_0$  зависит от размеров пылинок. Возможна также и деформация стекла (рис. 2.8б): если линза очень сильно прижимается к пластинке, в этом случае величина  $d_0$  зависит от степени деформации.

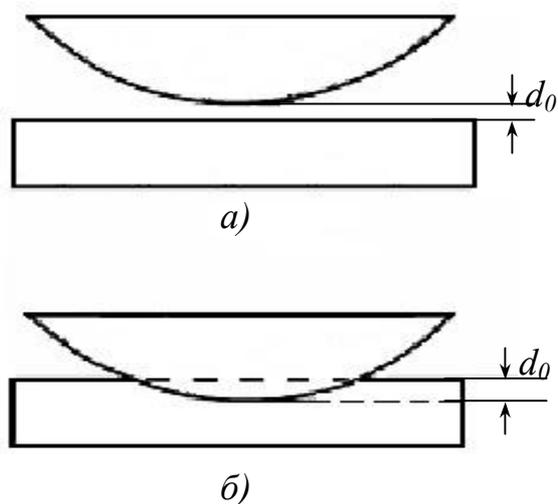


Рис. 2.8.

В силу указанных причин возникает дополнительная разность хода интерферирующих лучей в  $2d_0$ , и выражение (2.12) принимает вид

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda_0}{2} + 2d_0. \quad (2.16)$$

Тогда условие образования темных колец примет вид:

$$2h + \frac{\lambda_0}{2} + 2d_0 = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2.17)$$

Подставляя (2.14) в (2.17), и выражая  $r_k^2$ , получим:

$$r_k^2 = kR\lambda_0 - 2Rd_0. \quad (2.18)$$

Из полученного выражения видно, что квадрат радиуса темного кольца  $r_k^2$  является линейной функцией вида  $y = Ax + B$  относительно номера кольца  $k$ , причем угловой коэффициент  $A$  этой прямой равен

$$A = R\lambda_0. \quad (2.19)$$

Таким образом, измерив радиусы нескольких колец, можно построить график  $r_k^2(k)$  и определить угловой коэффициент  $A$  линейной зависимости, а зная длину волны источника монохроматического света, из соотношения (2.19) рассчитать радиус  $R$  кривизны линзы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе используется установка, схема которой дана на рис.2.9.

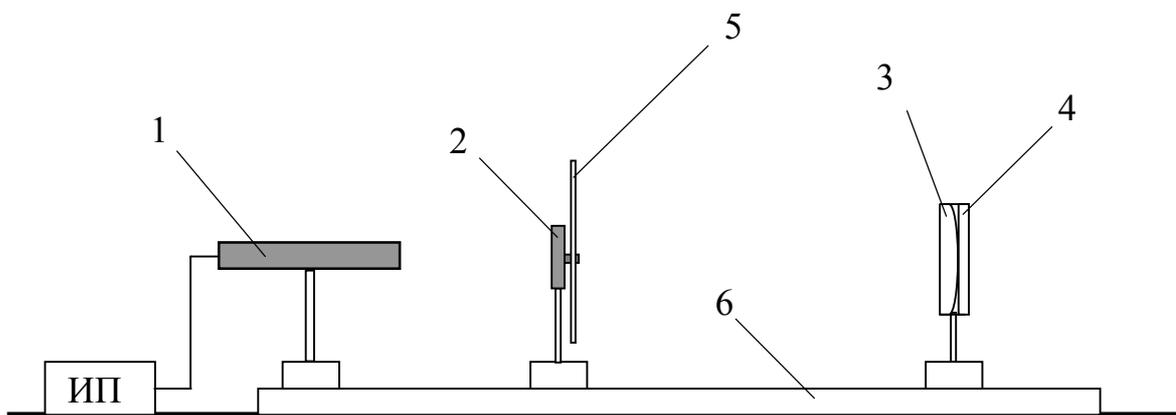


Рис. 2.9.

На оптической скамье 6 укреплен источник монохроматического света – гелий-неоновый лазер 1 с источником питания (ИП). Длина волны излучения лазера  $\lambda = 632,8$  нм. Свет от него, пройдя короткофокусную линзу 2, служащую для расширения светового пучка, падает на линзу 3, которая закреплена в держателе вместе с плоскопараллельной пластинкой 4. Лучи, отраженные от линзы и пластинки, интерферируют и дают изображение в виде темных и светлых колец на экране 5, который находится на одном держателе с короткофокусной линзой 2. Углы расширения пучка света малы, поэтому можно считать справедливыми расчетные соотношения, приведенные выше для нормального падения света на систему линза-пластинка.

На рис. 2.10 приведена схема хода лучей в установке (нумерация элементов соответствует рис. 2.9).

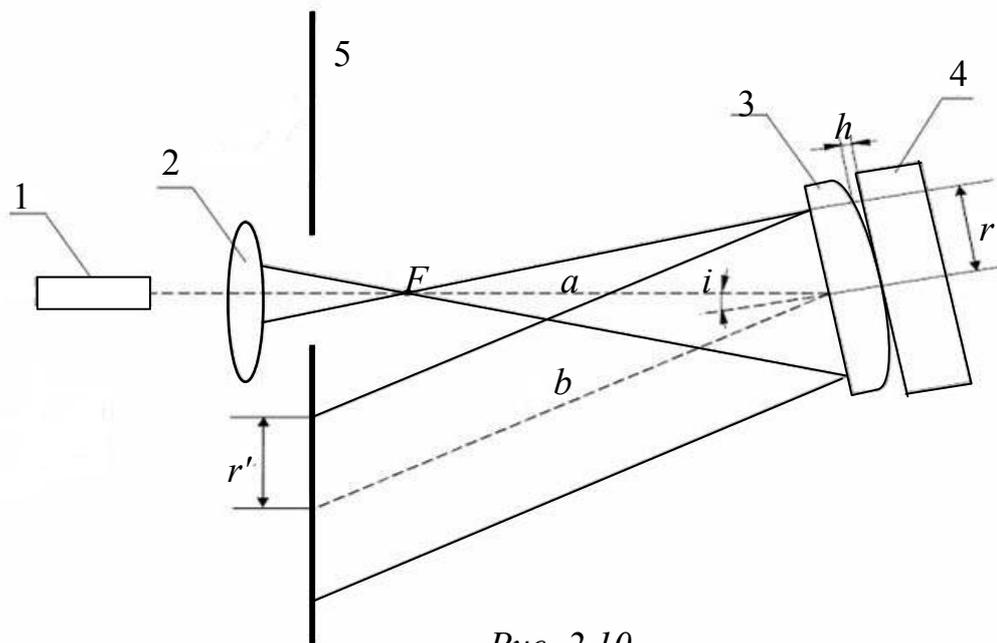


Рис. 2.10.

Свет от лазера 1 собирается короткофокусной линзой 2 в фокусе  $F$ , и далее расходящийся пучок падает на линзу 3. Угол падения  $i$  близок к нулю, поэтому при расчете разности хода можно считать, что свет падает на линзу нормально. Отраженные от нижней грани линзы и верхней грани пластинки лучи интерферируют. Интерференционную картину в отраженном свете можно наблюдать на экране 5. Так как экран находится на одном держателе с короткофокусной линзой, то можно считать, что расстояние  $a$  от фокуса  $F$  линзы 2 до плосковыпуклой линзы 3 примерно равно расстоянию  $b$  от нее до места на экране 5, где наблюдается интерференционная картина в отраженном свете.

Измерив радиус  $r'_k$  какого-либо кольца на экране и используя принцип подобия, можно определить истинный радиус кольца  $r_k$  на линзе:

$$r_k = r'_k \frac{a}{a + b}. \quad (2.20)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Заготовьте табл. 2.1 для записи результатов.
2. Включите тумблер «Сеть» оптического квантового генератора.

Таблица 2.1

$a =$ ; $\lambda_0 = 0,6328 \cdot 10^{-6}$ м				
$k$	$d_k'$ , м	$r_k'$ , м	$r_k$ , м	$r_k^2$ , м <sup>2</sup>

3. Установите держатель с линзой 3 и плоскопараллельной пластинкой 4 (рис. 2.9) на расстоянии 80-90 см от лазера.

4. Передвигая линзу-расширитель 2, установите ее на расстояние  $a = 30 \div 50$  см от держателя с линзой 3 и добейтесь четкого изображения интерференционных колец на экране 5.

5. Измерьте расстояние  $a$  и запишите его в табл. 2.1.

6. Измерьте диаметры  $d_k'$  7-8 колец на экране с помощью миллиметровой линейки либо по делениям миллиметровой шкалы, нанесенной на экран. Результаты измерений занесите в табл. 2.1.

7. Выключите установку.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Рассчитайте радиусы  $r_k'$  по измеренным диаметрам  $d_k'$ .

2. Рассчитайте истинные радиусы колец  $r_k$  по формуле (2.20) и их квадраты  $r_k^2$ . При расчетах считать, что расстояния  $a$  и  $b$  примерно одинаковые.

3. Постройте график зависимости  $r_k^2(k)$ . Через экспериментальные точки проведите усредняющую прямую так, чтобы точки ложились на минимальном расстоянии по обе стороны от прямой.

4. Определите по графику угловой коэффициент  $A$  линейной зависимости  $r_k^2(k)$ .

5. По данным расчета углового коэффициента  $A$ , используя формулу (2.19), определите радиус кривизны линзы  $R$ .

6. Пользуясь формулой (2.18), оцените величину зазора  $d_0$ .

8. Сделайте вывод по результатам работы.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. В чем состоит явление интерференции света?
2. Какие волны называются когерентными? Какими способами можно получить когерентные волны?
3. Сформулируйте условия минимума и максимума амплитуды при интерференции двух волн.
4. Покажите ход лучей в тонкой пленке и сформулируйте условие возникновения интерференционных полос равной толщины и равного наклона.
5. Почему кольца Ньютона называют линиями равной толщины?
6. Выведите формулу для определения радиуса темных колец Ньютона в отраженном свете, сделав соответствующий чертеж.
7. Объясните, почему в центре интерференционной картины в отраженном свете наблюдается темное пятно? Чем отличаются интерференционные картины колец Ньютона в отраженном и проходящем свете?

### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 8-15-е, стер. – М.: Высш. шк., 2005-2010. – Главы 21, 22.
2. Курс физики : учеб. пособие для студ. втузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – Глава 31.

### *Лабораторная работа № 3-3*

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ**

Цель работы: изучение дифракции света на одномерной дифракционной решетке, определение длины волны лазерного излучения.

Оборудование: гелий-неоновый лазер, дифракционная решетка, экран с миллиметровыми делениями, оптическая скамья.

### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

#### **1. Основные сведения о дифракции**

Процесс распространения колебаний в пространстве называется волной. Важнейшими характеристиками волн являются амплитуда, частота, длина волны. *Длиной волны*  $\lambda$  называется расстояние между двумя ближайшими точками, колеблющимися в одинаковой фазе, т.е. фазы колебаний этих точек различаются на  $2\pi$ . Скорость  $v$  распространения волны есть не что иное, как скорость перемещения фазы волны, и поэтому ее называют *фазовой скоростью*. Длина волны связана с фазовой скоростью  $v$  и частотой  $\nu$  колебаний соотношением

$$\lambda = \frac{v}{\nu}. \quad (3.1)$$

Согласно теории Максвелла об электромагнитном поле, свет – это электромагнитные волны определенного (так называемого видимого) диапазона, с длиной волны от 100 до 1000 нм.

Волновая природа света наиболее ярко проявляется в явлениях интерференции и дифракции. В силу единой природы эти явления очень близки, и их разделение иногда весьма условно. Под *интерференцией* подразумевается изменение интенсивности колебаний при сложении когерентных волн. *Дифракцией* называется совокупность явлений, наблюдаемых при прохождении света в среде с резкими неоднородностями (малыми отверстиями, непрозрачными экранами и т.п.) и связанных с отклонениями от прямолинейности распространения. Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий, про-

никновению света в область геометрической тени. Более точное с физической точки зрения определение **дифракции как интерференции в ограниченных пучках**. Это определение подчеркивает естественную связь интерференции и дифракции. Следует отметить, что интерференцию и дифракцию можно наблюдать не только для электромагнитных колебаний различных диапазонов, но и акустических звуковых, ультразвуковых колебаний, сейсмических волн, волн на границе раздела сред и т.д.

В основе волновой теории лежит **принципа Гюйгенса**. Согласно этому принципу каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. **Волновым фронтом** называют поверхность, отделяющую часть пространства, вовлеченную в волновой процесс, от области, в которой колебания еще не возникли.

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 3.1). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т.е. волна огибает края отверстия. Явление дифракции наблюдается в тех случаях, когда длина волны излучения  $\lambda$  соизмерима с линейными размерами препятствия  $a$  (щели), т.е.  $a \approx \lambda$ .

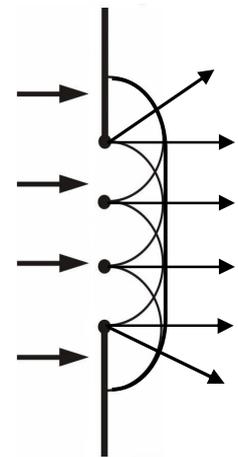


Рис. 3.1.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям.

Французский физик Френель, заимствовав из принципа Гюйгенса представление о вторичных волнах, применил к ним законы интерференции. Принцип Гюйгенса, дополненный идеей Френеля об интерференции вторичных волн, получил название **принципа Гюйгенса – Френеля**. Согласно этому принципу, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником, может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить беско-

нечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник. Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно, так как колебания всех точек волновой поверхности происходят с одинаковой частотой и в одинаковой фазе. Таким образом, волны, исходящие из фиктивных источников, также когерентны и интерферируют при наложении. Также Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн (волн от фиктивных источников) и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии – такая же, как при отсутствии экрана.

По способу расчета дифракционной картины различают два случая: дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера. **Дифракцию Френеля** наблюдают для сферических волн (т.е. волновой фронт сферический) при конечных расстояниях от источника света до препятствия и от препятствия до точки наблюдения, при этом наблюдаемая на экране картина является дифракционным изображением объекта (препятствия), на котором происходит дифракция. **Дифракция Фраунгофера** наблюдается в параллельных лучах (т.е. волновой фронт плоский) в том случае, когда источник света и точка наблюдения удалены от преграды, вызывающей дифракцию, настолько, что падающие на препятствие лучи можно считать параллельными между собой, при этом на экране наблюдаемая картина является дифракционным изображением удаленного источника света. Параллельность лучей может быть достигнута также при помощи линзы.

## 2. Дифракция на одномерной дифракционной решетке

В разнообразных оптических устройствах широко используются дифракционные решетки. Дифракционные решетки могут быть прозрачными и отражательными. В первом случае прозрачные участки разделены непрозрачными промежутками. Во втором случае отражающие узкие участки поверхности разделены неотражающими участками. Различают также одномерные, двумерные (плоские) и трехмерные (пространственные) дифракционные решетки.

Остановимся более подробно на рассмотрении одномерной решетки – системы параллельных щелей одинаковой ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по величине непрозрачными промежутками (рис. 3.2). Оптически прозрачная одномерная дифракционная решетка, используемая в лабораторной работе, представляет собой стеклянную пластинку, на которую с помощью специальной делительной машины нанесен ряд параллельных штрихов. Штрихи рассеивают свет и являются практически непрозрачными промежутками. Неповрежденные части пластинки пропускают свет и являются узкими щелями. Типичные дифракционные решетки, которые используют в видимой части спектра ( $\lambda = 390 \div 780$  нм), имеют от 50 до 1600 штрихов на миллиметр.

Предположим, что на решетку нормально падает плоская световая волна (рис. 3.2). В тот момент времени, когда фронт волны, т.е. плоскость, перпендикулярная направлению распространения, достигнет решетки, все щели и все точки каждой щели станут источниками вторичных волн, распространяющихся за решеткой во всех направлениях.

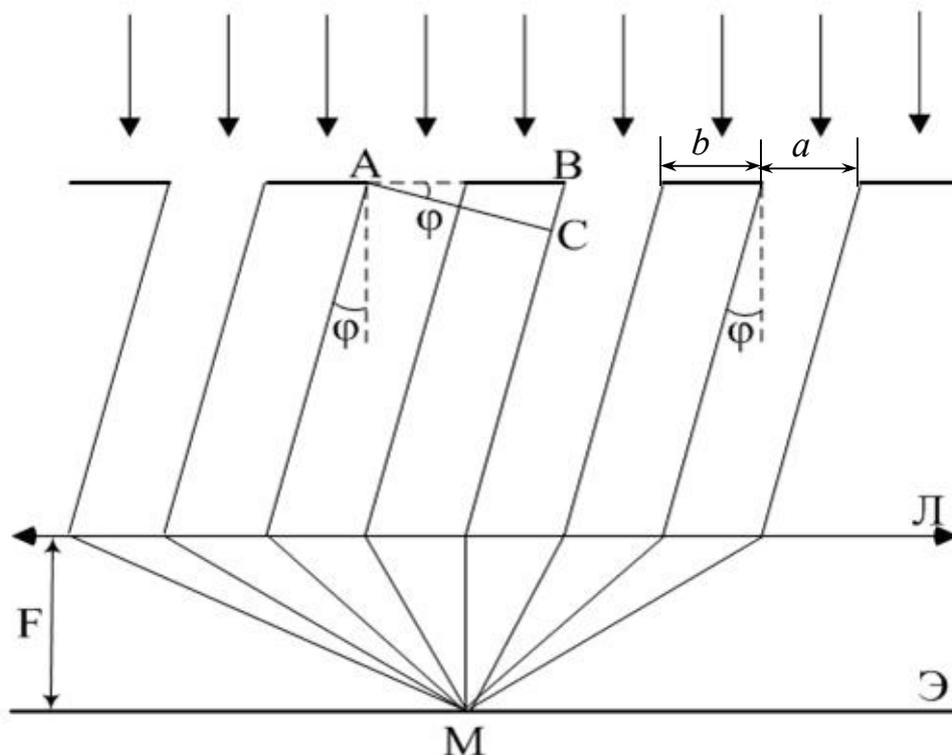


Рис. 3.2.

Введем следующие обозначения:  $a$  – ширина щели;  $b$  – ширина непрозрачного промежутка;  $d=a+b$  – *постоянная*, или *период дифракционной решетки* (на рисунке  $d=AB$ ).

Наблюдать дифракционную картину можно глазом, адаптированным на бесконечность, либо на экране Э, расположенном в фокальной плоскости линзы Л (рис. 3.2) – (расстояние от линзы до экрана равно фокусному расстоянию линзы  $F$ ). Линза или хрусталик глаза собирают вторичные волны, идущие за решеткой от всех щелей под одним углом  $\varphi$ , в одной точке М фокальной плоскости. Так как волновая поверхность совпадает с плоскостью дифракционной решетки, то источники вторичных волн являются когерентными. Поэтому на экране Э, расположенном в фокальной плоскости линзы Л, будет наблюдаться интерференционная картина: в зависимости от оптической разности хода волн, приходящих в ту или иную точку экрана, происходит либо усиление (светлая полоса на экране), либо ослабление (темная полоса на экране) света, т.е. наблюдается чередование максимумов и минимумов интенсивности света (подробно явление интерференции рассмотрено в основах теории лабораторной работы № 3-1). Таким образом, дифракционная картина, образующаяся на экране после прохождения светом дифракционной решетки, является результатом *взаимной многолучевой интерференции когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей*.

Рассмотрим вторичные волны, идущие под одним и тем же углом дифракции  $\varphi$  от соответствующих точек двух соседних щелей, – например, от краев каждой щели (рис. 3.2). Проведем фронт волны (плоскость АС), перпендикулярный направлению распространения вторичных волн, тогда отрезок ВС представляет собой *разность хода* этих волн  $\Delta$ .

Из треугольника АВС имеем:

$$\Delta = BC = AB \cdot \sin\varphi = d \cdot \sin\varphi. \quad (3.2)$$

Согласно выводам теории интерференции, если в разность хода укладывается целое число длин волн, то вторичные волны будут усиливать друг друга. Следовательно, условие усиления волн:

$$\Delta = \pm k\lambda, \quad (3.3)$$

где  $k = 0, 1, 2 \dots$

Подстановкой (3.3) в (3.2) получаем *условие максимумов* на дифракционной картине от решетки:

$$d \cdot \sin\varphi = \pm k\lambda. \quad (3.4)$$

Знак  $\pm$  в формуле (3.4) означает, что дифракционная картина на экране симметрична относительно нулевого максимума ( $k=0$ , что соответствует  $\varphi=0$ ). Поэтому  $k$  называют *порядком максимума*.

Отметим, что при выполнении условия (3.4) усиливаются не только волны, идущие от крайних точек щелей, но и от всех других точек. Каждой точке в первой щели соответствует точка во второй щели, расположенная от первой на расстоянии  $d$ . Поэтому разность хода вторичных волн, испущенных этими точками, равна  $k\lambda$ . Следовательно, эти волны взаимно усиливают друг друга. Аналогичные рассуждения можно провести для второй и третьей щели и т.д. Интенсивность света в точках, для которых выполняется условие (3.4), в  $N^2$  раз превосходит интенсивность света от каждой щели ( $N$  – число щелей на решетке), так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды волны. Таким образом, условие (3.4) определяет углы дифракции  $\varphi$ , под которыми наблюдаются *главные максимумы* интенсивности на экране. Именно главные максимумы представляют собой практический интерес, они получаются тем более узкими, чем больше штрихов содержит решетка. Самый яркий центральный максимум наблюдается при  $\varphi=0$ , симметрично относительно него расположены менее интенсивные главные максимумы высших порядков (рис. 3.3).

Те направления, для которых выполняются условия минимумов при дифракции на одной щели, являются условиями минимумов и для системы щелей, так как по этим направлениям ни одна из щелей не распространяет свет. Таким образом, *условие главных минимумов* для системы щелей записывается так же, как и условие минимума для одной щели (подробно дифракция на одной щели изложена в рекомендуемой учебной литературе):

$$a \cdot \sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m=1, 2, 3, \dots), \quad (3.5)$$

где  $m$  – *порядок главного минимума*.

Сравнивая условия главных максимумов и главных минимумов, можно отметить, что главные максимумы некоторых порядков могут отсутствовать. Это имеет место для тех углов дифракции, в направлении которых одновременно выполняются условия минимума от одной щели и максимума от решетки. Учитывая, что углы дифракции  $\varphi$  в (3.4) и (3.5) равны, получим:

$$\frac{d}{a} = \frac{k}{m}, \quad (3.6)$$

т.е. часть главных максимумов исчезает в случае, когда отношение периода решетки к ширине щели целочисленное.

Кроме главных минимумов, определяемых условием (3.5), вследствие взаимной интерференции волн, идущих от каждой щели, возникают так называемые *дополнительные минимумы*. Угловые направления таких минимумов соответствуют условию:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda \quad (m'=1, 2, 3, \dots, (N-1), (N+1), \dots, (2N-1), (2N+1), \dots), \quad (3.7)$$

где  $m'$  – порядок дополнительных минимумов;  $N$  – число щелей на дифракционной решетке.

При  $m'=0, N, 2N, \dots$  и т.д. выполняется условие главных максимумов (3.4), поэтому между двумя соседними главными максимумами располагается  $N-1$  дополнительных минимумов, разделенных слабыми по интенсивности добавочными максимумами (рис. 3.3), которые наблюдаются в направлениях

$$d \sin \varphi = \pm \frac{(2m' + 1) \lambda}{N} \cdot \frac{1}{2}. \quad (3.8)$$

С ростом числа щелей  $N$  главные максимумы становятся все более резкими и яркими, а добавочные максимумы и минимумы практически сливаются в широкие темные промежутки между главными максимумами. В реальном эксперименте при большом числе штрихов на дифракционной решетке все дополнительные минимумы сливаются в один темный участок. Поэтому дифракционная картина выглядит как совокупность коротких ярких участков, разделенных длинными темными промежутками.

На рис. 3.3 изображен примерный график распределения интенсивности монохроматического света в дифракционной картине от решетки с числом щелей  $N=5$  и  $\frac{d}{a} = 3$ . Штриховая огибающая кривая соответствует интенсивности от одной щели, умноженной на  $N^2$ . Главный максимум третьего порядка отсутствует (согласно (3.5) и (3.6) в этом направлении дифракционного угла  $\varphi$  ни одна из щелей не распространяет свет), в этом месте находится главный минимум первого порядка.

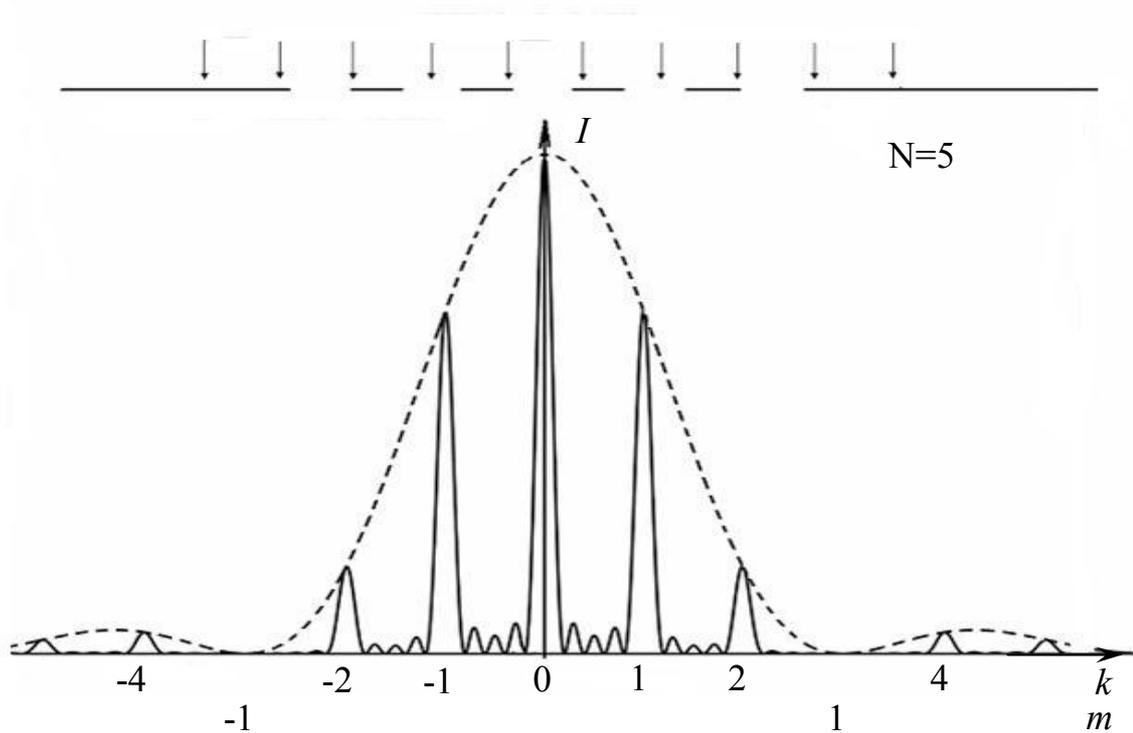


Рис. 3.3

Дифракционная решетка является спектральным прибором и в отличие от призмы разлагает падающий свет не в один, а в несколько спектров. Поскольку в (3.4) фигурирует  $\lambda$ , то максимумы интенсивности для света с разными длинами волн (с различной цветовой окраской) будут наблюдаться под разными углами. Поэтому при падении на дифракционную решетку белого света, имеющего сложную структуру, все максимумы на экране, за исключением нулевого ( $k=0$ ), будут представлять собой совокупность цветных полос, т.е. белый свет раскладывается в спектр. Каждому значению  $k$  соответствует свой спектр, и в этом случае  $k$  называют **порядком спектра**.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 3.4, состоит из гелий-неонового лазера 1 с источником питания 2, дифракционной решетки 3 и экрана 4. Лазер, дифракционная решетка и экран закреплены на рейтерах, установленных на оптической скамье 5. Дифракционная решетка имеет 100 штрихов на один миллиметр, а период решетки  $d=10^{-5}$  м.

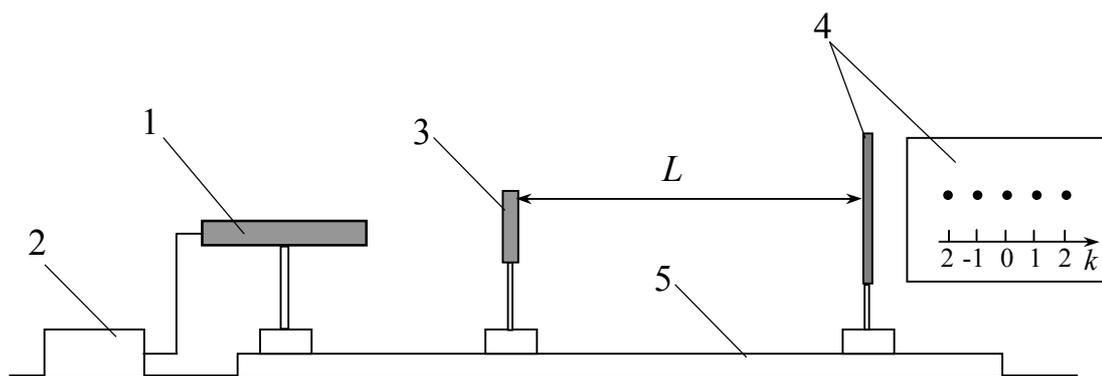


Рис. 3.4.

Использование в данной работе лазера в качестве источника излучения избавляет от необходимости ставить линзу между источником и решеткой для реализации дифракции Фраунгофера. Лазерное излучение обладает следующими свойствами: строгой монохроматичностью, временной и пространственной когерентностью, большой плотностью потока энергии и очень малым угловым расхождением светового пучка. Последняя особенность тождественна тому, что лазерный пучок представляет собой плоскую волну и на небольших расстояниях имеет очень малое сечение.

Принцип действия лазера (оптического квантового генератора) основан на квантовых явлениях, связанных с переходом атомов рабочего вещества лазера из возбужденного состояния в основное. Работа лазера включает главным образом два процесса: передачу лазеру энергии (процесс накачки) и излучение. В результате накачки атомы рабочего вещества лазера переходят в возбужденное состояние и могут некоторое время оставаться в таком состоянии. Если на эту систему оказать воздействие (даже достаточно слабое), атомы синхронно

перейдут из крайне неустойчивого возбужденного состояния в основное. При этом каждый атом испустит световую волну с частотой  $\nu=(E-E_0)/h$ , где  $E$  – энергия возбужденного состояния;  $E_0$  – энергия основного состояния;  $h$  – постоянная Планка. Складываясь, эти волны образуют световой поток, обладающий перечисленным выше набором свойств, отличающих лазерное излучение от излучения естественных источников света.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При включении лазера на экране наблюдается дифракционная картина в виде ярких пятен, соответствующих главным максимумам (рис. 3.4). Интенсивность света между главными максимумами практически равна нулю. Расстояние между двумя максимумами  $k$ -го порядка  $X_k$  изменяется в зависимости от расстояния  $L$  между дифракционной решеткой и экраном (рис. 3.5).

Для расчета длины волны лазерного излучения можно применить формулу (3.4), определяющую угловые направления на главные максимумы, если знать угол дифракции  $\varphi$ . Если измерить расстояние  $X_k$  между максимумами одного порядка, то из рис. 3.5 видно, что  $\operatorname{tg}\varphi = X_k/2L$ . Если  $L \gg X_k$ , то можно записать:

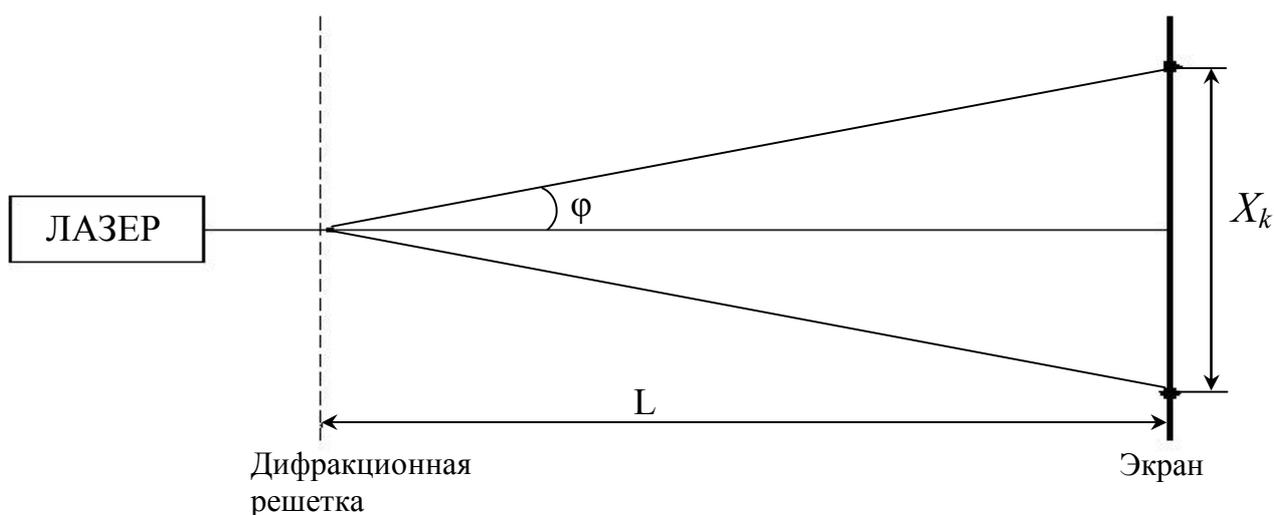


Рис. 3.5.

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg}\varphi = \frac{X_k}{2L}. \quad (3.9)$$

Подставив выражение (3.9) в (3.4), получим

$$\lambda = \frac{X_k d}{k2L}. \quad (3.10)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Заготовьте табл. 3.1 для записи результатов.

Таблица 3.1

№ п/п	$L$ , м	$k$	$X_k$ , м	$\lambda$ , м
1		1		
2		2		
3		1		
4		2		
5		1		
6		2		

2. Занесите в отчет период дифракционной решетки  $d = 10^{-5}$  м

3. Включите лазер.

4. Для каждого из трех указанных преподавателем расстояний  $L$  измерьте расстояния  $X_k$  между максимумами 1-го и 2-го порядков (рис. 3.5). Результаты занесите в табл. 3.1.

5. По формуле (3.10) рассчитайте длину волны  $\lambda$  для каждого опыта.

6. Проведите обработку результатов измерений и представьте результат в виде:  $\lambda = \langle \lambda \rangle + \Delta \lambda$  (м).

7. Сделайте вывод по результатам работы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте определение дифракции. Каковы условия ее наблюдения? Для волн какой природы возможна дифракция?

2. Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля. Объясните его смысл.

3. Чем отличается дифракция Фраунгофера от дифракции Френеля? Каковы условия их наблюдения? Какому виду соответствует дифракция на дифракционной решетке?

4. Что такое дифракционная решетка? постоянная решетки? Какой вид имеет дифракционная картина от одномерной решетки?

5. Объясните условия образования максимумов и минимумов освещенности при дифракции на дифракционной решетке. При каком условии могут отсутствовать некоторые главные максимумы?

6. Как зависят интенсивность и ширина главных максимумов от числа щелей решетки?

7. Каковы причины и условия возникновения добавочных максимумов и минимумов? От чего зависит их количество?

8. Каким методом определяется длина волны лазерного излучения в данной лабораторной работе? Чем отличается излучение лазера от излучения естественных источников света?

#### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 18-е, стер. – М.: Академия, 2010. – Глава 23.

2. Курс физики: учеб. пособие для студ. вузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – Глава 32.

## Лабораторная работа № 3-4

### ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы: экспериментальная проверка закона Малюса.

Оборудование: источник света, два поляризатора, фотоприемник.

#### ОСНОВЫ ТЕОРИИ

##### 1. Естественный и поляризованный свет

Согласно теории Максвелла, свет представляет собой электромагнитные волны. Человеческий глаз воспринимает электромагнитные волны в интервале длин волн от 400 до 700 нм. Обычно, кроме *видимой части спектра*, в понятие *свет* включают две примыкающие области спектра электромагнитных волн – *инфракрасную* и *ультрафиолетовую*.

Из электромагнитной теории света следует, что световая волна является поперечной, т.е. в бегущей плоской электромагнитной волне векторы напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , индукции магнитного поля  $\vec{B}$  и скорости распространения волны  $\vec{v}$  в каждой точке и в каждый момент времени взаимно перпендикулярны и образуют правую тройку векторов (рис. 4.1).

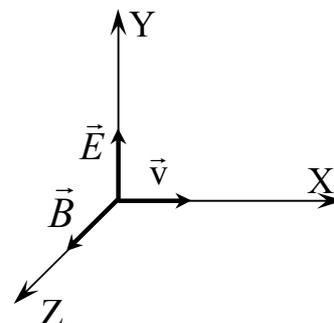


Рис. 4.1.

Мгновенный снимок такой волны, показывающий векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  в разных точках пространства в один и тот же момент времени, приведен на рис. 4.2.

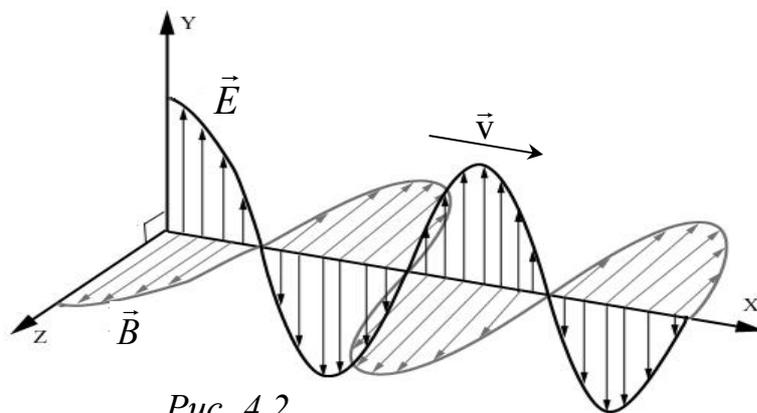


Рис. 4.2.

Поскольку при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах

вещества, то для описания закономерностей взаимодействия света с веществом, достаточно знать поведение одного вектора –  $\vec{E}$ , который называют **световым**.

Обычные источники света – это нагретые тела. Свет от таких источников представляет собой суммарное электромагнитное излучение большого числа атомов, которые излучают независимо друг от друга. Атом излучает только при переходе из возбужденного состояния в основное, время перехода, т.е. время излучения  $\tau \approx 10^{-8}$  с. За это время атом излучает цуг волн. В пределах цуга волна монохроматична, но сами цуги отличаются частотой, начальной фазой колебаний и ориентацией вектора  $\vec{E}$  в пространстве. Таким образом, в луче света, излучаемого нагретым телом (естественным источником), колебания различных направлений вектора  $\vec{E}$  быстро и беспорядочно сменяют друг друга в плоскости, перпендикулярной направлению луча.

На рис. 4.3а показаны в некоторый момент сечение луча  $O$  и проекции векторов  $\vec{E}$  на плоскость, перпендикулярную лучу. Равное распределение векторов по всем направлениям объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов  $\vec{E}$  – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Такой свет называется **естественным**, или **неполяризованным**.

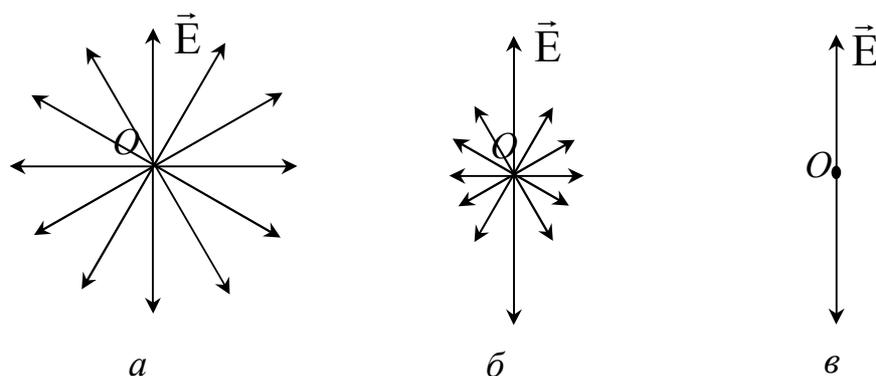


Рис. 4.3.

Свет, в котором направление колебаний упорядочено каким-либо образом, называется **поляризованным**. Если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное) направление колебаний светового вектора, то такой свет называется **частично поляризованным** (рис. 4.3б). Свет, в котором вектор  $\vec{E}$  колеблется только в одном

направлении, перпендикулярном лучу, называется *плоскополяризованным*, или *линейно поляризованным* (рис. 4.3в). Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется *плоскостью поляризации*.

При сложении когерентных (т.е. имеющих постоянную во времени разность фаз) взаимно перпендикулярных волн возможно получение эллиптически или циркулярно поляризованного света. Известно, что при сложении двух когерентных взаимно перпендикулярных колебаний с разной амплитудой и разностью фаз, равной  $\frac{\pi}{2}$ , получается движение вектора  $\vec{E}$  по эллипсу (см. тему «Сложение взаимно перпендикулярных колебаний» в учебной литературе). При сложении двух когерентных световых волн в результирующей волне по эллипсу будет вращаться конец вектора  $\vec{E}$  (а также конец вектора  $\vec{B}$ ). Такая волна называется *эллиптически поляризованной*. Когда разность фаз складываемых взаимно перпендикулярных волн равна 0 или  $\pi$ , эллипс вырождается в прямую, что соответствует плоскополяризованной волне, таким образом, плоскополяризованная волна является предельным случаем эллиптически поляризованной.

При равенстве амплитуд складываемых взаимно перпендикулярных когерентных волн и разности фаз равной  $\pi/2$  получается свет с *циркулярной (круговой) поляризацией*. В такой волне конец вектора  $\vec{E}$  описывает винтовую линию в пространстве вокруг направления распространения луча, а в проекции на плоскость перпендикулярной лучу конец вектора  $\vec{E}$  описывает окружность.

## 2. Способы получения плоскополяризованного света

Для получения плоскополяризованного света используются различные явления. Поляризация света наблюдается при отражении, преломлении света на границе двух диэлектриков и при прохождении света через анизотропные вещества.

1. При отражении светового луча от поверхности изотропных диэлектриков, – например, от поверхности стекла или воды, отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными. Степень поляризации лучей (т.е.

степень выделения световых волн с определенной ориентацией светового вектора) меняется при изменении угла падения. В случае, если угол падения  $i$  имеет определенную величину, называемую **углом полной поляризации**, или **углом Брюстера  $i_0$** , отраженный луч становится **полностью линейно**

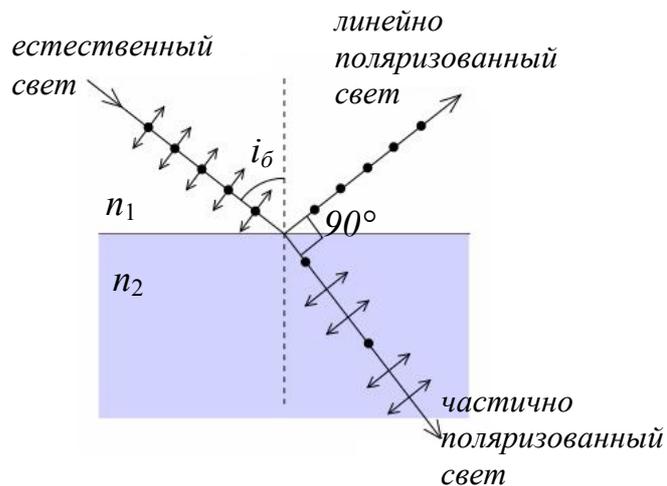


Рис. 4.4.

**поляризован**, колебания светового вектора в нем перпендикулярны плоскости падения (на рис. 4.4 они обозначены точками).

Теория и опыт показывают, что угол полной поляризации в этом случае удовлетворяет **закону Брюстера**:

$$\operatorname{tg} i_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (4.1)$$

где  $n_{21}$  – относительный показатель преломления второй среды относительно первой.

Преломленный луч при угле падения  $i=i_0$  поляризуется частично в плоскости падения (на рис. 4.4 обозначено стрелками), при этом степень его поляризации максимальная, а угол между преломленным и отраженным лучом составляет  $90^\circ$  (данный факт легко доказать, применяя закон отражения света).

2. Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью устройств, называемых **поляризаторами**. Они свободно пропускают колебания только с определенным направлением вектора  $\vec{E}$ . Данное направление называется разрешенным, а соответствующая этому направлению плоскость – **плоскостью поляризатора**. Колебания светового вектора, перпендикулярные этой плоскости, полностью или частично задерживаются поляризатором.

В *идеальном поляризаторе* перпендикулярные к его плоскости колебания задерживаются полностью, а параллельные проходят без ослабления интенсивности. Если поляризатор задерживает перпендикулярные к его плоскости колебания лишь частично, то его называют *несовершенным*. На выходе из несовершенного поляризатора получается частично поляризованный свет, который можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного. Если пропустить такой свет через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность света, прошедшего через поляризатор, будет изменяться в пределах от  $I_{max}$  до  $I_{min}$ , причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте поляризатора на угол  $90^\circ$ .

Для характеристики частично поляризованного света вводится величина, называемая *степенью поляризации P*:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.2)$$

Очевидно, что  $0 \leq P \leq 1$ . Для плоскополяризованного света  $P=1$ , так как  $I_{min}=0$ , а для естественного света  $P=0$ , так как  $I_{max}=I_{min}$ .

В качестве поляризаторов часто используют среды, свойства которых анизотропны в отношении колебаний светового вектора, – например, природный кристалл турмалина. Рассмотрим прохождение естественного света через такой поляризатор. Пусть естественный свет падает нормально на пластинку турмалина, вырезанную параллельно так называемой *оптической оси кристалла OO'*, принадлежащей плоскости поляризатора (рис. 4.5). Выберем из всевозможных направлений колебания светового вектора произвольное колебание амплитудой  $E_0$ , совершающееся в плоскости, образующей с оптической осью поляризатора угол  $\varphi$ .

Вектор  $\vec{E}_0$  можно разложить на составляющие: *параллельную*  $\vec{E}_\tau$  и *перпендикулярную*  $\vec{E}_n$  к оптической оси (и к плоскости поляризатора) (рис. 4.5):

$$E_\tau = E_0 \cos \varphi, \quad (4.3)$$

$$E_n = E_0 \sin \varphi. \quad (4.4)$$

Составляющая  $\vec{E}_\tau$  пройдет через поляризатор, а  $\vec{E}_n$  будет задержана.

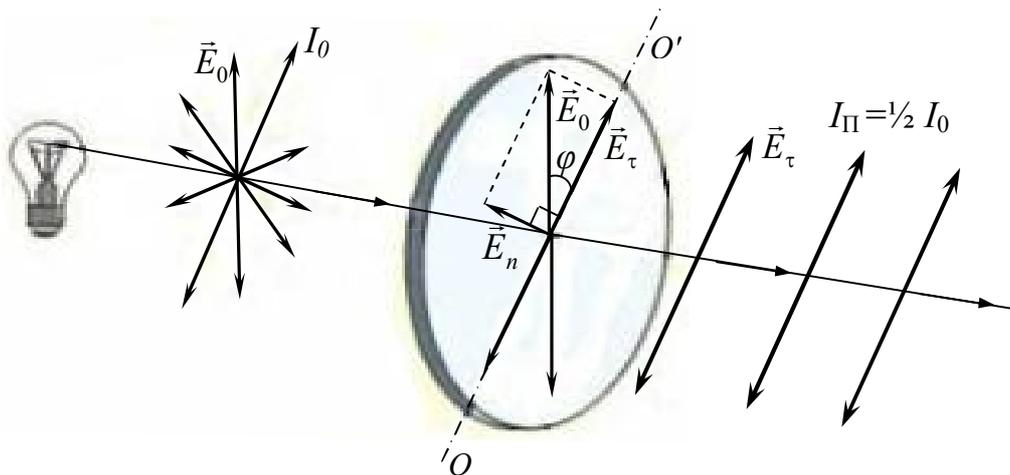


Рис. 4.5.

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора, следовательно, отношение интенсивностей света, прошедшего через поляризатор  $I_{\Pi}$  и падающего на него  $I_0$ , равно отношению квадратов соответствующих амплитуд

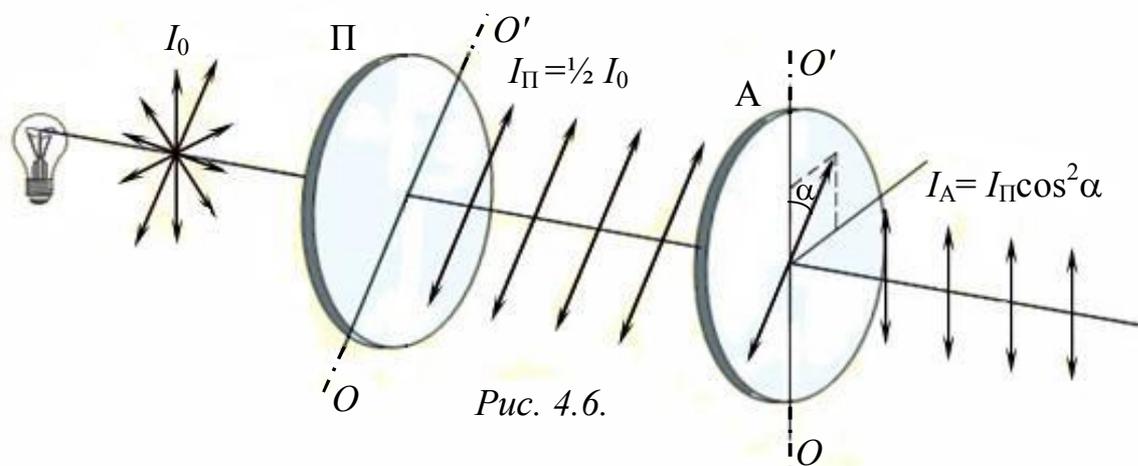
$$\frac{I_{\Pi}}{I_0} = \frac{E_{\tau}^2}{E_0^2} = \frac{E_0^2 \cos^2 \varphi}{E_0^2} = \cos^2 \varphi \Rightarrow I_{\Pi} = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (4.5)$$

Таким образом, колебание светового вектора, параллельное плоскости поляризатора, несет с собой долю интенсивности, равную  $\cos^2 \varphi$ . В естественном свете все значения направления колебаний светового вектора равновероятны, поэтому интенсивность света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению  $\cos^2 \varphi$ , т.е.  $\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2}$ . Следовательно, интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор, уменьшается вдвое:

$$I_{\Pi} = \frac{1}{2} I_0 \quad (4.6)$$

При вращении поляризатора вокруг направления падающего луча интенсивность прошедшего света остается одной и той же, изменяется лишь ориентация плоскости колебаний плоскополяризованного луча, выходящего из поляризатора, вследствие вращения плоскости поляризации. Поэтому поляризованный свет визуально нельзя отличить от неполяризованного. Если на пути естественного света поставить два поляризатора, плоскости которых образуют угол  $\alpha$  (рис. 4.6), то получится установка, с помощью которой можно не только по-

лучить плоскополяризованный свет, но и изучить свойства этого света. Вторым поляризатор в таком случае принято называть **анализатором**.



При падении естественного света интенсивностью  $I_0$  на первый поляризатор (П), из него выходит плоскополяризованный свет с интенсивностью  $I_{\Pi}$ , который падает на анализатор (А). Сквозь анализатор пройдет лишь составляющая светового вектора, параллельная плоскости анализатора, и интенсивностью  $I_A$ , согласно (4.5), пропорциональной  $\cos^2 \alpha$ , т.е.:

$$I_A = I_{\Pi} \cos^2 \alpha, \quad (4.7)$$

Соотношение (4.7) носит название **закона Малюса**: *интенсивность света, прошедшего через анализатор, равна интенсивности падающего на анализатор света, умноженной на квадрат косинуса угла  $\alpha$  между плоскостями поляризатора и анализатора.*

Учитывая (4.6), закон Малюса можно записать в виде:

$$I_A = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha. \quad (4.8)$$

Закон Малюса показывает возможность анализа характера и степени поляризации света. Из этого закона следует, что при вращении анализатора вокруг направления луча интенсивность света за анализатором будет меняться. Когда плоскости поляризации анализатора и поляризатора будут параллельны ( $\alpha=0$ ), интенсивность света за анализатором будет максимальна и равна половине естественного света. При скрещенных поляризаторах ( $\alpha=90^\circ$ )  $I_A=0$ , т.е. скрещенные поляризаторы свет не пропускают.

Таким образом, при помощи анализатора можно осуществлять анализ света на наличие преимущественной ориентации светового вектора: если световой вектор в падающей волне имеет преимущественную ориентацию (т.е. частично поляризован), то при вращении анализатора интенсивность прошедшего света будет изменяться. Если же падающая на анализатор волна плоскополяризована, то интенсивность света будет изменяться по закону Малюса.

В качестве поляризаторов часто используются кристаллы, обладающие **двойным лучепреломлением**, т.е. зависимостью показателя преломления от направления колебаний вектора  $\vec{E}$ . Упавший на такой кристалл луч разделяется на два луча линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, которые преломляются под различными углами (рис. 4.7). Первый луч, являющийся продолжением падающего луча, получил название **обыкновенного (o)**, а второй – **необыкновенного (e)**. Один луч затем используется, а другой поглощается зачерненной поверхностью. На этом явлении работают **поляризационные призмы**, типичным представителем которых является **призма Николь** (см. тему «Поляризационные призмы и поляроиды» в учебной литературе).

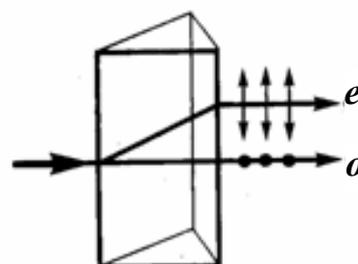


Рис. 4.7.

Все двоякопреломляющие кристаллы в той или иной степени поглощают свет. Это поглощение анизотропно, т.е. показатель поглощения зависит от ориентации электрического вектора световой волны и от направления распространения света в кристалле, а также длины волны. Это явление называется **дихроизмом**. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин – кристалл, в котором обыкновенный луч поглощается во много раз сильнее необыкновенного. Еще более ярко выраженным дихроизмом обладают кристаллы герпатита, которые используют для изготовления тонких пленок, преобразующих естественный свет в линейно поляризованный и называемых **поляроидами**. Поляроиды применяются, например, для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе для изучения поляризованного света используются поляризаторы, которые представляют собой один из типов оптических линейных поляризаторов. На рис.4.8 представлена схема установки, которая состоит из источника естественного света – лампы накаливания Л, двух поляризаторов – поляризатора П и анализатора А, и электрической цепи из фоторезистора  $R_{\phi}$  и микроамперметра  $\mu A$ . Естественный свет от лампы Л, проходя через поляризатор и анализатор, освещает фоторезистор  $R_{\phi}$ , сопротивление которого уменьшается с ростом интенсивности падающего на него света, что приводит к росту тока в цепи фоторезистора. Изменение тока фиксируется микроамперметром. При вращении анализатора относительно оси симметрии интенсивность света за анализатором будет меняться согласно закону Малюса (4.8). Так как сила тока фоторезистора пропорциональна интенсивности света ( $i \sim I$ ), то, вращая анализатор рукояткой С, можно снять зависимость силы тока  $i$  в цепи фоторезистора от угла  $\alpha$  между плоскостями поляризатора и анализатора  $i=f(\alpha)$  и таким образом экспериментально проверить закон Малюса.

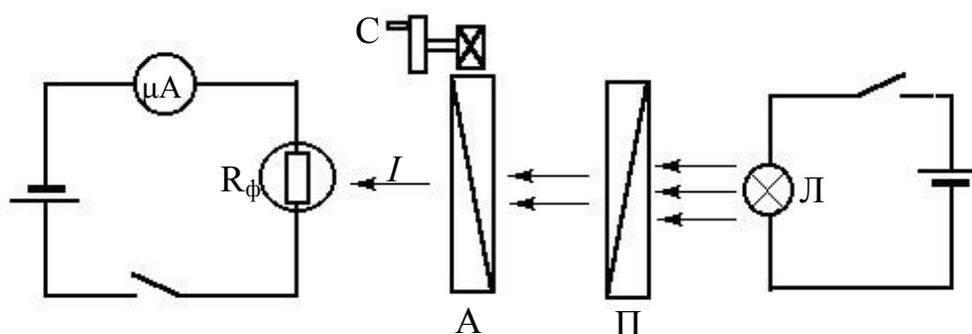


Рис. 4.8.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыть крышку ящика, ознакомиться с монтажной схемой в соответствии с рис. 4.8.
2. Закрыть крышку и включить в сеть источник света.
3. Вращая ручку С, добиться максимального показания микроамперметра, что будет соответствовать параллельному положению плоскостей поляризатора П и анализатора А, т.е.  $\alpha=0$ .

4. Заготовить таблицу для записи результатов.

$\alpha$	
$i, \text{мкА}$	
$i_T, \text{мкА}$	

5. Поворачивая рукоятку С (т.е. вращая анализатор), снять показания микроамперметра через интервал в одно деление шкалы рукоятки (цена деления –  $15^\circ$ ) в диапазоне  $0^\circ \div 360^\circ$ .

6. По результатам измерений построить график зависимости  $i=f(\alpha)$ .

7. Определив по графику значение  $i_{max}=i_0$ , рассчитать теоретически  $i_T=i_0\cos^2\alpha$ .

8. Построить график зависимости  $i_T=f(\alpha)$ , соответствующий закону Малюса, на одной координатной плоскости с графиком  $i=f(\alpha)$ .

9. Сделать вывод по результатам работы и объяснить причину расхождения графиков  $i=f(\alpha)$  и  $i_T=f(\alpha)$ .

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое свет согласно теории Максвелла? Что называют световым вектором?

2. Какой свет называют поляризованным? Какие существуют виды поляризованного света? Почему естественный свет не является поляризованным?

3. Какой результат получается при сложении двух взаимно перпендикулярных электромагнитных колебаний в случае: а) фазы колебаний одинаковы; б) сдвиг фаз равен  $\pi/2$ ?

4. Какие существуют методы получения плоскополяризованного света? Что представляет собой поляризатор? Что понимается под степенью поляризации?

5. Сформулируйте закон Брюстера. Покажите графически как располагаются относительно друг друга отраженный и преломленный луч при выполнении закона Брюстера. Приведите этому доказательство.

6. Сформулируйте и выведите закон Малюса. Поясните назначение анализатора.

7. В чем состоит явление двойного лучепреломления? Начертите схему призмы Николя.

8. Что собою представляют поляроиды? Где и как используется поляризованный свет?

*РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 8-15-е, стер. – М.: Высш. шк., 2005-2010. – Глава 25.

2. Савельев И.В. Курс общей физики: В 5 т. – Т. 4. Волны. Оптика: учеб. пособие. – Изд. 5-е, испр.– СПб.: Лань, 2011. – Глава 6.

## Лабораторная работа № 3-5

### ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: определить красную границу фотоэффекта и оценить порог внешнего фотоэффекта для полупроводникового фотокатода.

Оборудование: стенд СЗ-ОК01, блок питания ИПС1, мультиметры.

#### ОСНОВЫ ТЕОРИИ

##### 1. Внешний фотоэффект в металлах. Законы фотоэффекта

Явление вырывания электронов из вещества при освещении его светом получило название *фотоэлектрического эффекта (фотоэффекта)*. Различают внешний и внутренний фотоэффект. При *внешнем фотоэффекте* электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду, в частности в вакуум. При *внутреннем фотоэффекте* оптически возбужденные электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрической нейтральности последнего.

Электроны, вырванные под действием света, называют *фотоэлектронами*. Фотоэлектрическими свойствами обладают как металлы, так и диэлектрики, а также полупроводники и электролиты, причем необходимым, но не достаточным условием фотоэффекта является заметное поглощение используемого света в поверхностном слое освещаемого тела. Фотоэлектрический эффект с данного вещества сильно зависит от состояния его поверхности. Для получения однозначных результатов исследование необходимо проводить в хорошем вакууме, предварительно тщательно очистив рабочую поверхность.

Экспериментально установлены три основных закона внешнего фотоэффекта, справедливые для любого материала:

1) *закон Столетова*: количество электронов, испускаемых в единицу времени (сила фототока в режиме насыщения), пропорционально интенсивности света;

2) *закон Эйнштейна*: максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно растет с частотой света и не зависит от его интенсивности;

3) для каждого вещества при определенном состоянии его поверхности существует «*красная граница*» внешнего фотоэффекта, т.е. такая частота света  $\nu_{кр}$ , меньше которой ( $\nu < \nu_{кр}$ ) фотоэлектронная эмиссия не наблюдается.

Установленные опытным путем законы внешнего фотоэффекта не могут быть объяснены с позиций волновой теории света. Все эти закономерности находят исчерпывающее объяснение на основе *квантовой теории света*, предложенной М. Планком (1900 г.) и развитой в дальнейшем А. Эйнштейном (1905 г.): при облучении вещества светом электроны получают энергию не непрерывно, а порциями (квантами), энергия каждой порции (*кванта*) равна

$$\varepsilon = h\nu, \quad (5.1)$$

где  $h \approx 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $\nu$  – частота световой волны.

Позже эти порции энергии света были названы *фотонами*.

Взаимодействуя с электроном вещества, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс напоминает удар шаров и поэтому образно называется столкновением. Фотоэффект возникает при неупругом столкновении фотона с электроном. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передается электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а сразу – в результате единичного акта столкновения. Этим объясняется *безынерционность* фотоэффекта.

Чем больше интенсивность света определенной частоты, тем больше фотонов с определенной энергией падает на поверхность вещества в единицу времени и, следовательно, больше выбивается электронов. Если все выбитые электроны являются носителями электрического тока в цепи (режим тока насыщения), то сила этого тока будет пропорциональна интенсивности света. То есть должен выполняться закон Столетова.

Если энергии одного фотона недостаточно, чтобы выбить электрон, то фотоэффекта не будет, сколько бы таких фотонов ни падало на вещество. При этом предполагается, что электрон может поглотить только один фотон; вероятность же одновременного поглощения двух и более фотонов ничтожно мала. Следовательно, действительно должна существовать «красная граница» фотоэффекта.

Фотоэффект с поверхности металлов объясняется взаимодействием фотонов с валентными электронами металла. Валентные электроны в металлах являются «свободными» – в том смысле, что они не связаны с отдельными атомами, хотя остаются связанными с кристаллической решеткой в целом. Благодаря этому валентные электроны в металлах могут легко перемещаться по всему объему металла. Чтобы «свободный» электрон мог покинуть металл и выйти в окружающее пространство, ему необходимо сообщить энергию, равную энергии связи электрона с кристаллической решеткой. Эту энергию называют **работой выхода**  $A_B$ . Работа выхода зависит от материала, состояния его поверхности.

При взаимодействии фотона со «свободным» электроном металла фотон отдает свою энергию  $h\nu$  «свободному» электрону и прекращает существование. В соответствии с законом сохранения энергии при фотоэффекте часть энергии  $h\nu$ , полученной от фотона, фотоэлектрон затратит на выход из металла (т.е. совершение работы выхода  $A_B$ ), а остаток энергии (при  $h\nu > A_B$ ) сохранит в виде кинетической энергии. При выходе фотоэлектронов из металла возможны, помимо затрат на работу выхода, и другие побочные энергетические потери, – например, на нагревание металла. Поэтому разные фотоэлектроны обладают различной кинетической энергией. Наибольшей обладают электроны, не испытавшие побочных потерь энергии. Для таких фотоэлектронов уравнение сохранения энергии принимает вид

$$h\nu = A_B + E_{Kmax}, \quad (5.2)$$

где  $E_{Kmax} = \frac{mv_{max}^2}{2}$  – максимально возможная кинетическая энергия выбитого электрона при данной энергии поглощенного фотона  $h\nu$  и работе выхода  $A_B$ . Формула (5.2) называется **уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта**.

Так как началу фотоэффекта соответствует очевидное условие  $E_{Kmax} = 0$ , то из уравнения Эйнштейна следует выражение для красной границы фотоэффекта:

$$v_{кр} = \frac{A_B}{h}. \quad (5.3)$$

Выражая из (5.2) максимальную кинетическую энергию электрона, получаем, что она действительно пропорциональна частоте света и не зависит от интенсивности светового потока:

$$E_{Kmax} = h\nu - A_B. \quad (5.4)$$

## 2. Вольтамперная характеристика фотоэлемента

Явление фотоэффекта изучается обычно при помощи схемы, представленной на рис. 5.1.

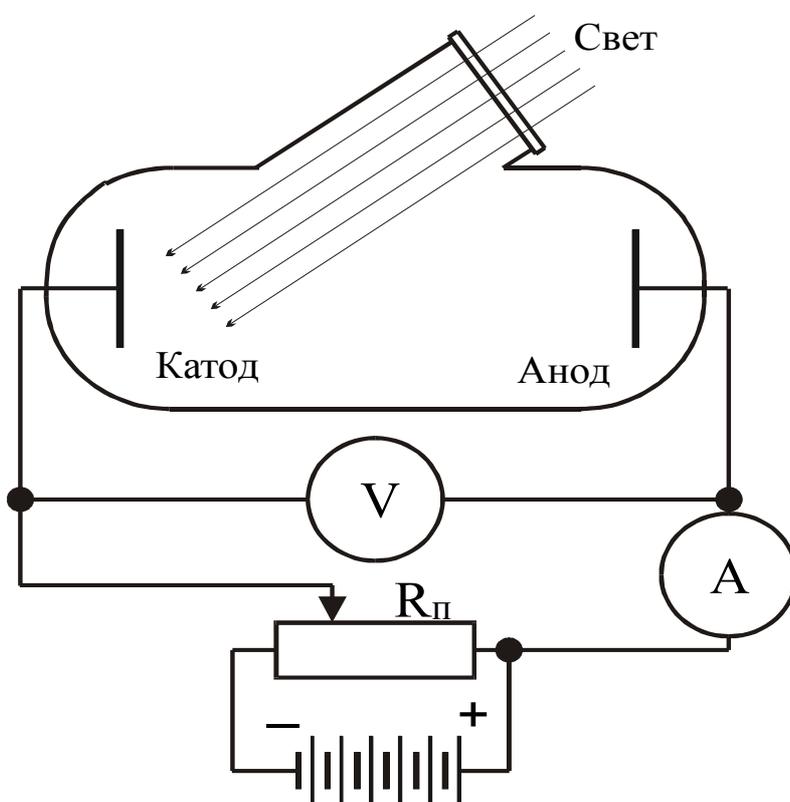


Рис. 5.1.

Исследуемый металл наносят на пластину, называемую *катодом* (или *фотоэммитером*). Катод помещается в стеклянный или металлический баллон, в котором создан вакуум. В этот же баллон помещен металлический анод. Баллон имеет кварцевое окно для света. Баллон с помещенными в него катодом и анодом называется *фотоэлементом*. Фотоэлемент через амперметр при помощи потенциометра  $R_{п}$  подключаются к источнику питания. Напряжение

между катодом и анодом фотоэлемента измеряется вольтметром, а силу тока в фотоэлементе (*фототока*) – амперметром.

При помощи данного устройства можно исследовать зависимость фототока, протекающего через фотоэлемент, от приложенного к нему напряжения  $I(U)$ , которая называется *вольт-амперной характеристикой (ВАХ)*. Примерный вид таких ВАХ, полученных при неизменной частоте ( $\nu = \text{const}$ ) и неизменной интенсивности света ( $J = \text{const}$ ), показаны соответственно на рис. 5.2. и 5.3.

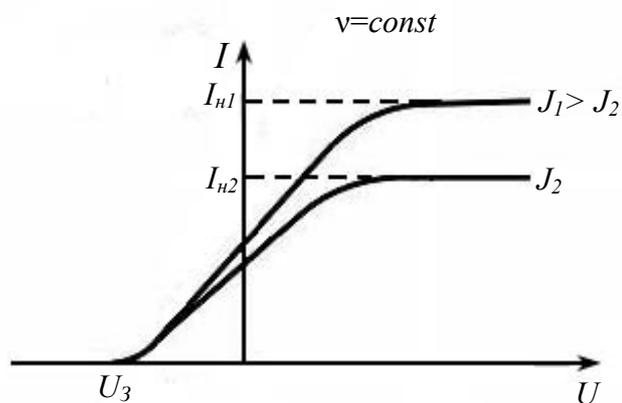


Рис. 5.2.

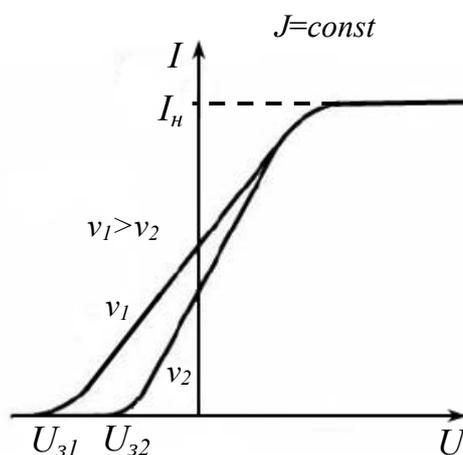


Рис. 5.3.

Из рисунков видно, что при напряжении  $U=0$  фототок не равен нулю. Это свидетельствует о том, что электроны покидают катод с запасом кинетической энергии и некоторые выбитые фотонами электроны обладают достаточным запасом кинетической энергии для того, чтобы даже в отсутствии внешнего поля достичь анода.

Чтобы фототок стал равным нулю, нужно подать на анод отрицательный потенциал, создав таким образом между анодом и катодом тормозящее электрическое поле. При определенной разности потенциалов задерживающего поля  $U=U_3$  наступает состояние, когда даже обладающие самой большой энергией электроны из летевших к аноду, не коснувшись анода, отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом становится равным нулю. Разность потенциалов  $U_3$ , при которой ток прекращается, называется *задерживающим напряжением* (или задерживающим потенциалом).

Работа сил тормозящего электрического поля над электронами с максимальной кинетической энергией в момент их остановки около анода равна приращению этой энергии:

$$eU_3 = \Delta E_K = E_{K_{\max}} = \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (5.5)$$

При подаче на анод положительного потенциала (ускоряющее поле) растет количество электронов, достигающих анода, что приводит к увеличению фототока, и ВАХ становится линейной. С ростом приложенного напряжения наступает момент, когда все электроны, выбитые светом из катода в единицу времени, достигают анода и сила тока перестает зависеть от напряжения между катодом и анодом, что соответствует **току насыщения**  $I_n$  фотоэлемента. Существование тока насыщения экспериментально было установлено А.Г. Столетовым.

### 3. Спектральная зависимость фотоэлектронной эмиссии.

#### Внешний фотоэффект в полупроводниках

Одной из важнейших характеристик фотоэмиттера является его квантовая эффективность (квантовый выход).

Пусть на фотоэмиттер падает в единицу времени  $n \gg 1$  фотонов. Тогда число электронов  $n_e$ , испускаемых этим фотоэмиттером за единицу времени, равно  $n_e = Y \cdot n$ . Иначе говоря, **квантовый выход**  $Y$  равен отношению числа электронов  $n_e$ , испускаемых фотоэмиттером за единицу времени, к числу фотонов, которые падают на фотоэмиттер за это время:

$$Y = \frac{n_e}{n}. \quad (5.6)$$

Если частота фотона окажется меньше значения, соответствующего красной границе фотоэффекта ( $\nu < \nu_{кр}$ ), то фотоэффект не наблюдается и квантовый выход будет равен нулю. При увеличении частоты света ( $\nu > \nu_{кр}$ ) квантовый выход быстро растет, достигая максимума при некоторой частоте  $\nu_{max}$ , а затем

уменьшается; при еще большем росте частоты может опять наблюдаться медленный рост квантового выхода. Указанный характер зависимости  $Y(\nu)$  связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

Для большинства металлов максимальное значение величины  $Y$  не превышает 0,1 при энергии фотона  $h\nu \approx 10 \div 20$  эВ. Кроме того, красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона  $\varepsilon_{кр} \approx 3 \div 5$  эВ, а для остальных металлов еще больше –  $\varepsilon_{кр} \approx 10 \div 15$  эВ. Как известно, видимая область света простирается от длины световой волны  $\lambda \approx 0,7$  мкм (красный свет) до длины волны  $\lambda \approx 0,3$  мкм (фиолетовый свет). Это соответствует диапазону энергий фотона от 1,8 до 4,1 эВ и означает, что металлические фотоэмиттеры нечувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют малый квантовый выход. Поэтому чистые металлы практически не используются в качестве фотоэмиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэмиттеры в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что для полупроводников в уравнении Эйнштейна (5.2) вместо работы выхода  $A_B$  используют другую величину – **порог фотоэффекта  $W$** :

$$h\nu = W + E_{Kmax}. \quad (5.7)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов, характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте.

Для повышения чувствительности фотоэлементов и увеличения квантового выхода используют фотоэмиттеры сложного состава, применяются различные обработки поверхности катода, порог фотоэффекта при этом определяется для каждого типа фотоэмиттера по-разному.

Существенное влияние на фотоэмиссию оказывает примесь, добавленная в полупроводник. Наибольшей чувствительностью в видимой и ближней ИК-областях спектра обладают фотоэмиттеры, представляющие собой сильно ле-

гированные полупроводники *p*-типа. Такие фотокатоды изготавливаются на основе полупроводниковых соединений GaP (фосфид галлия), GaAs (арсенид галлия), InP (фосфид индия) и их твердых растворов, а также на основе кремния (Si).

При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров удастся увеличить максимальное значение квантового выхода  $Y_{max}$  до 0,5 при пороге фотоэффекта  $W=1\div 2$  эВ.

#### 4. Применение внешнего фотоэффекта

Практическое применение фотоэффекта в технике может быть разнообразным. Электривакуумные или полупроводниковые приборы, принцип работы которых основан на фотоэффекте, называют **фотоэлектронными**. Наиболее распространенным фотоэлектронным прибором является фотоэлемент.

Внешний фотоэффект нашел применение в технике еще в первой половине XX в. Это, конечно же, голос прежде немого кинематографа. Фотоэлемент позволяет превратить звук, «сфотографированный» на киноплёнке, в слышимый. Свет обычной лампы проходил через звуковую дорожку киноплёнки, изменялся и попадал на фотоэлемент. Чем больше света проходило через дорожку, тем громче был звук в динамике. Таким образом, с помощью фотоэлементов осуществляется воспроизведение звука, записанного на киноплёнке, а также передача движущихся изображений (телевидение).

Вакуумные фотоэлементы безынерционны, и для них наблюдается строгая пропорциональность фототока интенсивности излучения. Для вакуумных фотоэлементов рабочим является режим насыщения, которому соответствуют горизонтальные участки ВАХ, полученных при разных значениях светового потока. Эти свойства позволяют использовать вакуумные фотоэлементы в качестве **фотометрических приборов**, – например, фотоэлектрический экспонометр, люксметр (измеритель освещенности) и т.д.

Внешний фотоэффект находит применение в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ) и электронно-оптических преобразователях (ЭОП). ФЭУ применяют для измерения световых потоков малой интенсивности. С их помощью

можно определить слабую биолюминесценцию. ЭОП применяют в медицине для усиления яркости рентгеновского изображения, что позволяет значительно уменьшить дозу облучения человека. Если сигнал с ЭОП подать в виде развертки на телевизионную систему, то на экране телевизора можно получить «тепловое» изображение предметов. Части тела, имеющие разные температуры, различаются на экране либо цветом при цветном изображении, либо яркостью света, если изображение черно-белое. Такая техническая система, называемая **теповизором**, применяется в **термографии**.

Фотоэлементы, использующие внешний фотоэффект, преобразуют в электрическую энергию лишь незначительную часть энергии излучения. Поэтому в качестве источников электроэнергии их не используют, зато широко применяют в различных схемах автоматики для управления производственными процессами с помощью световых пучков.

В аэронавигации, в военном деле широкое применение нашли фотоэлементы, чувствительные к инфракрасным лучам. Инфракрасные лучи невидимы для человеческого глаза, а облака и туман для них прозрачны, что позволяет фотоэлементам их фиксировать и преобразовывать в электрические сигналы в навигационных приборах или переводить с помощью ЭОП в видимое изображение на экране.

В неживой природе внешний фотоэффект проявляется миллионы лет в планетарных масштабах. Мощное солнечное излучение, воздействуя на атомы и молекулы земной атмосферы, выбивает из них электроны, т.е. ионизирует верхние слои атмосферы.

### *МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА*

Для определения красной границы фотоэффекта  $\nu_{кр}$  (или  $\lambda_{кр}$ ) предлагается в процессе эксперимента снять зависимость силы тока от напряжения  $I(U)$  (вольт-амперную характеристику) при освещении катода светодиодами с различными длинами волн при постоянной интенсивности света. По полученным экспериментально характеристикам  $I(U)$  определяется величина задерживающего напряжения  $U_z$  для каждого светодиода. Для определения  $U_z$  необходимо

экстраполировать линейную часть зависимости  $I(U)$  и определять  $U_3$  по ее пересечению с осью напряжений (точка А на рис. 5.4), т.е.  $U_3 = U_A$ .

Такой способ определения  $U_3$  объясняется тем, что очень слабый фототок, наблюдаемый при задерживающих напряжениях больших  $U_A$  (участок D на рис. 5.4), обусловлен тем, что при комнатных температурах небольшая часть электронов может иметь энергию большую, чем энергия Ферми, в зависимости от которой определяется работа выхода электронов.

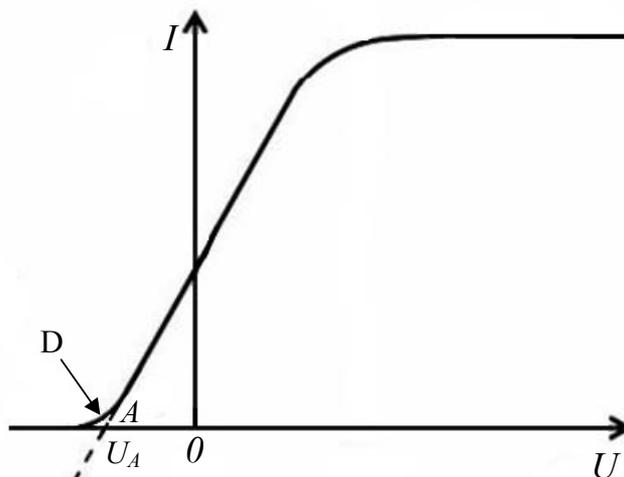


Рис. 5.4.

На основании (5.5) и (5.7) можно записать:

$$eU_3 = h\nu - W, \quad (5.8)$$

где  $\nu$  – частота световой волны, связанная с длиной волны соотношением

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (5.9)$$

где  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме.

Из (5.8) следует, что произведение  $eU_3$  линейно зависит от частоты, т.е. графиком функции  $eU_3(\nu)$  является прямая (рис. 5.5).

Точка пересечения графика  $eU_3(\nu)$  с осью частот соответствует  $eU_3 = 0$ , что согласно (5.5) дает  $E_{Kmax} = 0$ , а значит полученная частота это и есть красная граница фотоэффекта для данного фотоэмиттера ( $\nu_{кр}$ ). Тогда из (5.8) можно определить порог фотоэффекта:

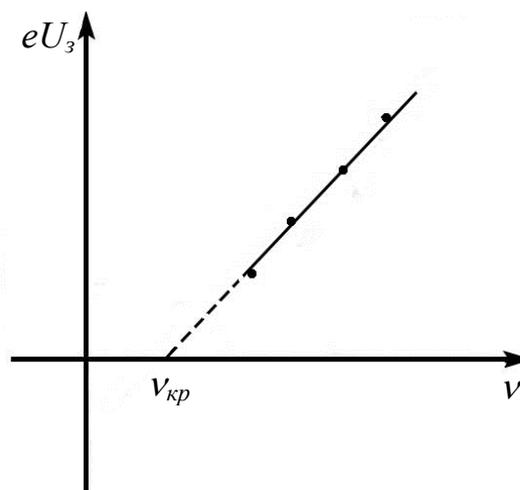
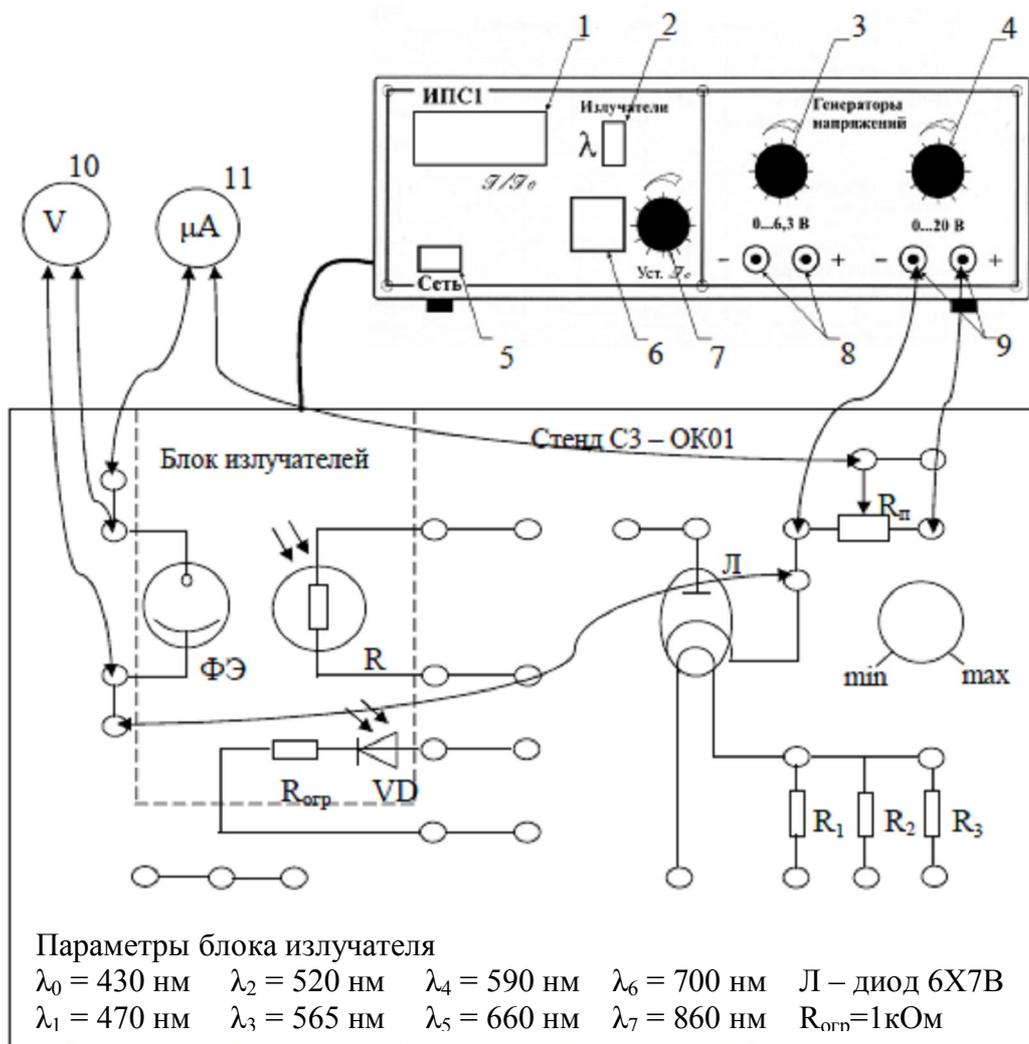


Рис. 5.5.

$$W = h \cdot \nu_{кр}. \quad (5.10)$$

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Монтажная схема лабораторной установки приведена на рис. 5.6, а принципиальная электрическая схема – на рис. 5.7.



*Рис. 5.6:*

1 – индикатор относительной интенсивности излучения; 2 – индикатор номера излучаемой длины волны; 3 – регулятор напряжения 0...6,3 В; 4 – регулятор напряжения 0...20 В; 5 – кнопка «Сеть»; 6 – переключатель узкополосных излучателей; 7 – регулятор относительной интенсивности излучения; 8 – выходные гнезда генератора напряжения 0...6,3 В; 9 – выходные гнезда генератора напряжения 0...20 В; 10 – мультиметр в режиме вольтметра (режим  $\dots 2 \text{ V}$ , входы COM, V $\Omega$ ); 11 – мультиметр в режиме микроамперметра (режим  $\dots 20 \mu\text{A}$ , входы COM, mA).

В качестве блока питания (БП) (рис. 5.7) используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1 (рис. 5.6), работающий в диапазоне 0÷20 В.

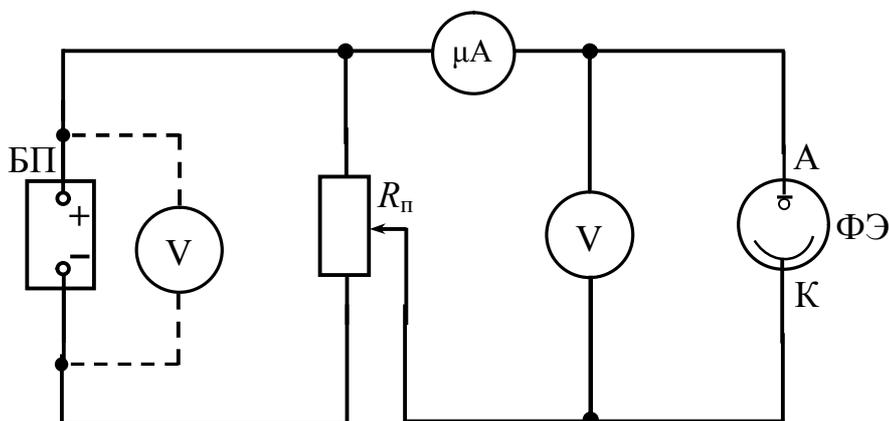


Рис. 5.7.

В качестве фотоэмиттера используется полупрозрачный катод фотоэлемента (ФЭ), изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода (К), собираются анодом (А). Изменение напряжения между катодом и анодом осуществляется при помощи потенциометра ( $R_{п}$ ). В качестве источников света используется набор светодиодов (кластер) блока излучателей (рис. 5.6), излучающих в узких диапазонах длин волн в видимой и инфракрасной частях спектра. Управление работой светодиодов осуществляется с блока ИПС1, на котором измеряется не абсолютная, а относительная интенсивность излучения  $J/J_0$ , где  $J_0$  – некоторая константа, задаваемая измерительным прибором, ее значение можно изменять с помощью регулятора 7 (рис. 5.6).

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите схему измерений согласно рис. 5.6. Обратите внимание на соблюдение полярности подключения фотоэлемента к источнику питания: анод фотоэлемента подключен к «плюсу», а катод к «минусу» источника напряжения (блока питания ИПС1) (прямое подключение фотоэлемента).
2. Подготовьте табл. 5.1 для записи результатов.

Таблица 5.1

		$J/J_0 = \dots\dots$										$\lambda_0 = \dots\dots$ нм,			$\nu_0 = \dots\dots$ Гц			
Прямое	U, В																	
	$I_{\phi}$ , мкА																	
Обратное	U, В																	
	$I_{\phi}$ , мкА																	

3. Установите на выходе блока питания ИПС1 регулятором 4 напряжение 1,5 В, используя дополнительный вольтметр (показан пунктиром на рис. 5.7), подключив его к выходным гнездам генератора 9 (рис. 5.6).

4. Установите значение интенсивности светового потока  $J/J_0$  в интервале значений 1,0÷1,2 (по указанию преподавателя) ручкой 7. Запишите установленное значение величины  $J/J_0$ . **В процессе измерений эта величина должна быть постоянной!**

5. Кнопкой 6 на блоке ИПС1 установите длину волны источника света (по заданию преподавателя в диапазоне  $\lambda_1 \div \lambda_5$ ). Снимите при этой длине волны вольт-амперную характеристику фотоэлемента  $I(U)$  при его прямом подключении к источнику напряжения для ускоряющих напряжений от 0 до 1 В с шагом 0,1 В. Результаты измерений занесите в табл. 5.1.

6. Снимите вольт-амперную характеристику фотоэлемента  $I(U)$  при его обратном подключении. Для этого подключите анод фотоэлемента к «минусу», а катод к «плюсу» блока питания и изменяйте задерживающее (отрицательное) напряжение от 0 с шагом 0,05 В до появления первого отрицательного показания амперметра. Результаты измерений также занесите в табл. 5.1.

7. Повторите эксперимент по п.5 и п.6 для двух других длин волн (по заданию преподавателя), занося данные в таблицы, аналогичные табл. 5.1.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Постройте графики снятых вольт-амперных характеристик  $I(U)$  на одной координатной плоскости в масштабе 1 В:10 см и 1 мкА:10 см.

2. Продлите линейную часть каждого графика  $I(U)$  до пересечения с осью напряжений (рис. 5.4) и определите величину задерживающего напряжения  $U_z$  по положению точки А.

3. Рассчитайте произведение  $eU_z$  для каждой длины волны.

4. Для каждой длины волны определите соответствующую ей частоту, используя соотношение (5.9).

5. Постройте график зависимости  $eU_z(\nu)$ . Через полученные точки проведите усредняющую прямую так, чтобы точки ложились на минимальном расстоянии по обе стороны от прямой (рис. 5.5).

6. Экстраполируя экспериментально полученную линейную зависимость  $eU_3(\nu)$  до пересечения с осью частот, оцените численное значение красной границы фотоэффекта  $\nu_{кр}$  для используемого полупроводникового фотоэмиттера.

7. По формуле (5.10) определите численное значение порога фотоэффекта  $W$  и запишите его в электрон-вольтах (эВ).

8. Убедитесь, что фотокатод фотоэлемента действительно изготовлен из полупроводника (диапазон значений величины  $W$  для полупроводников указан в разделе «Основы теории»). Сделайте выводы по результатам работы.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Что такое внешний фотоэффект? Сформулируйте опытные законы внешнего фотоэффекта.

2. На основе какой теории объясняются все особенности фотоэффекта? Какое уравнение предложено для описания внешнего фотоэффекта?

3. Почему волновая теория света не применима к объяснению внешнего фотоэффекта?

4. Объясните все особенности вольтамперной характеристики фотоэлемента. Что такое задерживающее напряжение и от чего зависит его величина? По какой причине в фотоэффекте наступает режим насыщения, от чего зависит величина тока насыщения?

5. Что такое квантовый выход? В чем преимущество полупроводниковых фотокатодов перед металлическими? Какие изменения в уравнение Эйнштейна надо ввести, если оно применяется к полупроводниковому фотоэмиттеру?

6. Объясните смысл терминов «красная граница фотоэффекта» и «порог фотоэффекта», методику их определения в данной лабораторной работе.

### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 18-е. – М.: Академия. 2010. – Глава 26.

2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 т. – Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие. – Изд. 5-е, испр.– СПб.: Лань, 2011. – Глава 2.

### *Лабораторная работа № 3-6*

## **ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА**

Цель работы: изучить структуру спектра атомарного водорода для серии Бальмера. Определить постоянную Ридберга.

Оборудование: монохроматор УМ-2, газоразрядная трубка, ртутная лампа ДРШ-250.

### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атома. Прежде всего было замечено, что линии в спектрах атомов располагаются не беспорядочно, а группируются в так называемые серии. Отчетливее всего это обнаруживается в спектре простейшего атома – атома водорода. Излучаемый им спектр можно точно рассчитать, используя методы квантовой механики, т. е. решая уравнение Шредингера для электрона в атоме.

С точки зрения квантовой механики атом водорода можно рассматривать как систему, состоящую из неподвижного ядра и электрона, находящегося в поле ядра. Движение электрона в электрическом поле неподвижного ядра описывается волновой функцией, удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера:

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0, \quad (6.1)$$

где  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  – оператор Лапласа;  $\psi = \psi(x, y, z)$  – волновая функция для стационарного состояния, являющаяся координатной частью волновой функции  $\Psi(x, y, z, t)$ ;  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг – масса электрона;  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $E$  – полная энергия электрона;  $U$  – потенциальная энергия электрона в поле ядра атома.

Сама волновая функция физического смысла не имеет, но квадрат ее модуля имеет смысл *плотности вероятности*, т.е. определяет вероятность  $dW$

нахождения микрочастицы в единичном объеме  $dV$  в окрестности точки с координатами  $x, y, z$ :

$$|\Psi|^2 = \frac{dW}{dV} \quad (6.2)$$

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром атома водорода определяется выражением

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6.3)$$

где  $r$  – расстояние между электроном и ядром;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд.

Графически зависимость потенциальной энергии электрона в атоме водорода от расстояния до ядра  $U(r)$  может быть представлена в виде гиперболической «потенциальной ямы» (рис. 6.1), внутри которой проведены уровни, соответствующие дискретным значениям полной энергии электрона  $E_n$ .

Появление определенных дискретных значений энергии электрона  $E_n$  в атоме водорода является результатом решения уравнения Шредингера (6.1) для электрона, связанного с ядром, т.е. энергия электрона в атоме квантуется по закону:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}, \quad (6.4)$$

где  $n=1, 2, 3 \dots \infty$ ;  $h = \hbar \cdot 2\pi = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная.

Параметр  $n$  – *главное квантовое число*, оно характеризует энергетическое состояние системы (атома) и совпадает с номером стационарного состояния.

Самый нижний энергетический уровень  $E_1$  (при  $n=1$ ), соответствующий минимальной возможной энергии электрона в атоме, называется *основным*, все остальные – *возбужденными*. По мере роста числа  $n$  энергетические уровни располагаются теснее (рис.6.1), и при  $n \rightarrow \infty$   $E=0$ . При  $E > 0$  движение электрона является свободным, соответственно энергия, необходимая для ионизации атома водорода, равна  $E_i = -E_1 = 13,55$  эВ.

Другим важнейшим результатом, вытекающим из решения уравнения Шредингера (6.1), является квантование момента импульса электрона  $L$  (орбитального механического момента) по формуле

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad (6.5)$$

где  $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$  – **орбитальное квантовое число**.

При этом проекция вектора момента импульса  $\vec{L}$  на некоторое направление  $Z$  (например, внешнего магнитного поля)  $L_z$  также принимает квантованные значения

$$L_z = \hbar m_l, \quad (6.6)$$

где  $m_l=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  – **магнитное квантовое число** (принимает  $(2l+1)$  значений).

Дискретность в ориентации вектора  $\vec{L}$  получила название пространственного квантования момента импульса. Для наглядности пространственное квантование обычно представляют графически на векторных диаграммах (рис. 6.2).

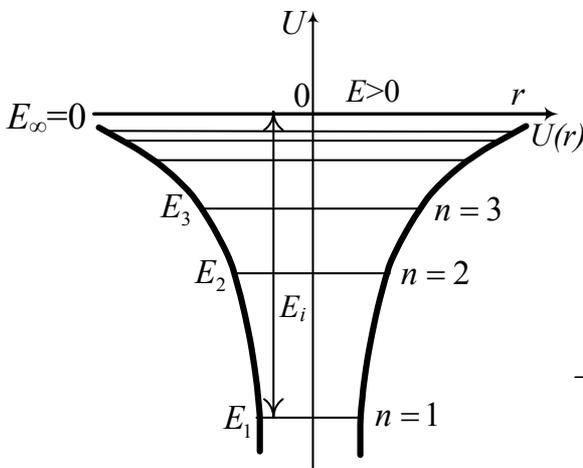


Рис. 6.1.

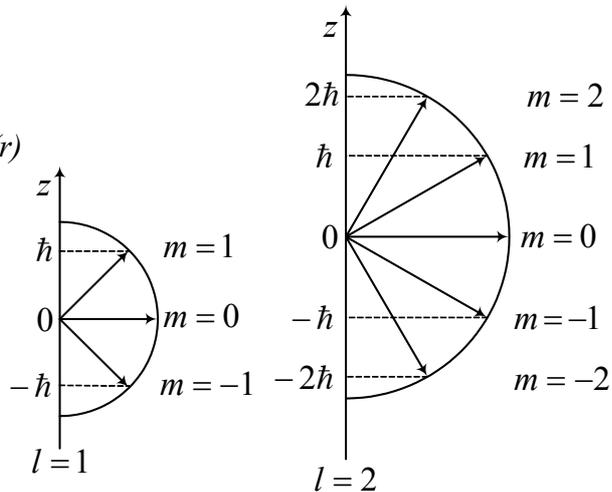


Рис. 6.2.

Из диаграмм видно, что вектор орбитального момента импульса электрона для атома водорода может иметь  $(2l+1)$  направлений в пространстве, каждое из которых определяется соответствующим значением угла  $\alpha$  из формулы

$$\cos \alpha = \frac{L_z}{L} = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}. \quad (6.7)$$

Энергия электрона в атоме  $E_n$  согласно (6.4) зависит только от главного квантового числа  $n$ , но каждому собственному значению  $E_n$  (кроме  $E_1$ ) соответствует несколько собственных волновых функций, отличающихся значениями квантовых чисел  $l$  и  $m_l$ . Это означает, что атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях, отличающихся величиной и ориентацией момента импульса электрона. Состояния с одинаковой энергией называются **вырожденными**, а число различных состояний с каким-либо значением энергии называется **кратностью вырождения** соответствующего энергетического уровня. Очевидно, что число различных состояний, соответствующих данному  $n$ , равно

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (6.8)$$

В атомной физике применяют следующие условные обозначения состояний электрона:  $l=0$  – *s*-состояние,  $l=1$  – *p*-состояние,  $l=2$  – *d*-состояние,  $l=3$  – *f*-состояние, и далее в порядке следования букв латинского алфавита.

Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением числа  $l$ . Таким образом, электрон в состоянии с  $n=1$  и  $l=0$  обозначается символом **1s**, с  $n=2$  и  $l=1$  – символом **2p** и т.д.

Квантовые числа и их значения являются следствием решений уравнения Шредингера и условий (однозначность, непрерывность, и конечность), налагаемых на волновую функцию  $\psi$ . Поскольку при движении электрона в атоме существенны волновые свойства электрона, то в квантовой механике вообще отказываются от классического представления о траектории движения электрона в атоме (электронных орбитах), так как смысл имеет лишь вероятность местонахождения электрона в той или иной области пространства. Плотность вероятности местонахождения электрона задается квадратом модуля его волновой функции. Электрон при своем движении как бы «размазан» по всему объему атома, образуя электронное облако, плотность которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. Форму электронного облака определяет орбитальное квантовое число  $l$ , а его ориентацию в пространстве – магнитное квантовое число  $m_l$ .

Квантовые числа позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода. Излучение и поглощение света веществом сопровождается переходом части атомов или молекул вещества из одного энергетического состояния в другое. Атомы в обычных условиях находятся в основных, т.е. в невозбужденных, состояниях, при этом они не излучают и не поглощают энергию. Чтобы перевести атомы вещества в возбужденное состояние, надо сообщить им дополнительную энергию, – например, за счет соударений с электронами при газовом разряде. Возбужденные атомы излучают линейчатые спектры. Этот процесс сопровождается переходом атомов из состояния с большей энергией (возбужденное) в состояние с меньшей энергией (основное).

Исследования спектров излучения разряженных газов (т.е. спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ вполне определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных линий или групп близко расположенных линий, т.е. спектры являются характеристикой атомов или молекул. Самым изученным является спектр наиболее простого атома – атома водорода, спектральные линии которого объединяются в группы, или, как их называют, *серии*.

В дальней ультрафиолетовой области ( $\lambda=91\div 122$  нм) находится *серия Лаймана*, длины волн которой удовлетворяют соотношению

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (6.9)$$

В видимой и близкой ультрафиолетовой области спектра ( $\lambda=365\div 656$  нм) атома водорода находится *серия Бальмера*

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (6.10)$$

В инфракрасной области спектра ( $\lambda > 821$  нм) находятся *серии Пашена, Брекета, Пфунда:*

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots \quad (6.11)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots \quad (6.12)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 6, 7, 8, \dots \quad (6.13)$$

Здесь  $R=1,0973732 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – эмпирическая постоянная, называемая **постоянной Ридберга**.

Все представленные серии можно описать общей формулой, получившей название **обобщенной формулы Бальмера**:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.14)$$

где  $m$  – номер энергетического уровня, на который осуществляется переход электрона в данной серии,  $m$  имеет постоянное для каждой серии значение ( $m=1$  – серия Лаймана,  $m=2$  – серия Бальмера,  $m=3$  – серия Пашена, и т.д.), а  $n$  – номер энергетического уровня, с которого осуществляется переход, поэтому  $n$  имеет ряд целых значений, начинающихся с  $m+1$ .

Набор уровней энергии в атоме и возможные переходы принято показывать на энергетической диаграмме, приведенной на рис. 6.3, где  $E_n = W_n$  – полная энергия электрона в атоме на  $n$ -м уровне.

Серия Бальмера лежит в видимой области и состоит из ряда сравнительно ярких линий, которые в порядке убывания длины волны обозначают  $H_\alpha$  – красная линия,  $H_\beta$  – зелено-голубая (цвета морской волны),  $H_\gamma$  – фиолетово-синяя,  $H_\delta$  – фиолетовая.

Зная структуру энергетических уровней, можно представить и структуру спектра излучения (поглощения). При переходе атома водорода из состояния  $n$  с энергией  $E_n$  в состояние  $m$  с энергией  $E_m$  излучается квант света с частотой  $\nu$  и энергией

$$h\nu = E_n - E_m. \quad (6.15)$$

Подставив в данную формулу выражение (6.4) для энергии электрона на соответствующем уровне и учитывая, что  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  ( $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  – скорость света в вакууме) и  $h = 2\pi\hbar$ , найдем:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.16)$$

где  $\frac{m_e e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} = R$  совпадает с экспериментальным значением постоянной Ридберга.

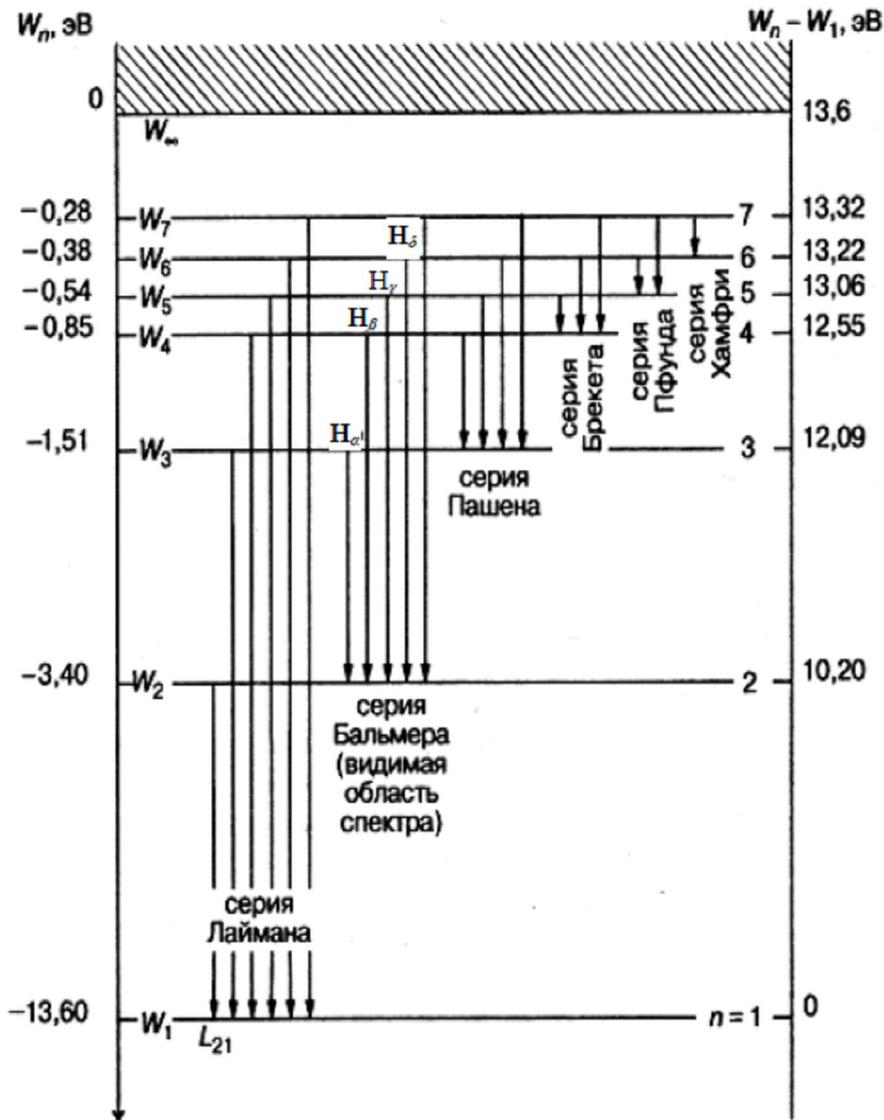


Рис. 6.3.

Таким образом, решение уравнения Шредингера для электрона в атоме водорода дает объяснение экспериментально наблюдаемым спектральным сериям в спектре водорода.

В квантовой механике теоретически доказано (и экспериментально подтверждено), что в атоме возможны только такие переходы с одного энергетического уровня на другой, при которых изменение орбитального и магнитного квантовых чисел удовлетворяет условиям:

$$\Delta l = \pm 1, \tag{6.17}$$

$$\Delta m = 0, \pm 1. \quad (6.18)$$

Эти условия получили название **правил отбора**. Существование этих правил является следствием закона сохранения момента импульса. Фотон, обладающий собственным моментом импульса

(спином), может уносить из атома этот момент или, наоборот, приносить его в атом.

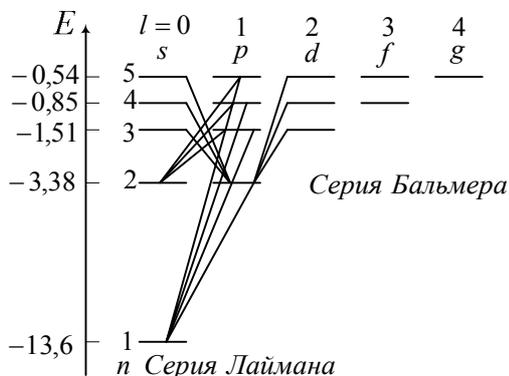


Рис. 6.4.

Переходы, разрешенные правилом отбора, показаны на схеме (рис. 6.4). Пользуясь условными обозначениями состояний электрона в атоме, переходы, приводящие к возникновению серии Лаймана, можно записать в виде

$$np \rightarrow 1s \quad (n=2,3,4,\dots). \quad (6.19)$$

Серии Бальмера будут отвечать следующие переходы:

$$np \rightarrow 2s, ns \rightarrow 2p, nd \rightarrow 2p \quad (n=3,4,5,\dots). \quad (6.20)$$

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования спектра атома водорода используются газоразрядная водородная лампа, ртутная спектральная лампа и монохроматор УМ-2, предназначенный для измерения длин волн в диапазоне от 380 нм до 1000 нм. Схема устройства монохроматора показана на рис. 6.5.

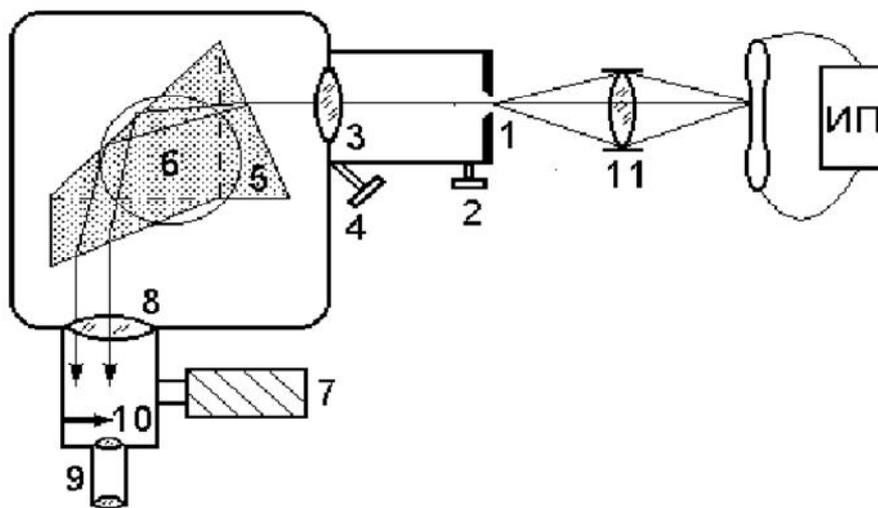


Рис. 6.5.

Входная щель 1 снабжена микрометрическим винтом 2, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Объектив коллиматора 3 снабжен микрометрическим винтом 4, позволяющим смещать объектив относительно щели для фокусировки спектральных линий. Сложная спектральная призма 5, установленная на поворотном столике 6, вращается вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта с барабаном 7. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями (цена деления = 2 градуса), вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана. При вращении барабана призма 5 поворачивается, и в центре поля зрительной трубы появляются различные участки спектра. Зрительная труба состоит из объектива 8 и окуляра 9. Объектив 8 дает изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости, в этой же плоскости расположен указатель 10. Изображение рассматривается через окуляр 9.

На оптической скамье могут перемещаться рейтеры с источником света (водородная или ртутная лампа) и конденсором 11, служащим для концентрации света на входной щели монохроматора.

Луч света от источника освещает входную щель монохроматора. Узкая полоска света – изображение щели, пройдя объектив, попадает на спектральную призму. За счет дисперсии лучи разных длин волн, имеющиеся в пучке, преломляются по-разному и, следовательно, выходят из призмы под разными углами. Таким образом, свет, излученный источником, разлагается монохроматором в спектр. Вращая призму можно направить в зрительную трубу пучок света определенной длины волны.

Источником света является газоразрядная водородная лампа, представляющая собой стеклянную трубку с впаянными внутрь электродами – катодом и анодом, и наполненную очищенным водородом при давлении около 1 мм рт. ст. Трубка располагается параллельно вертикальной щели монохроматора.

При подаче высокого напряжения от индукционной катушки на анод и катод происходит разряд, сопровождающийся свечением газа внутри трубки. Разряд в лампе возникает при столкновении ускоренных электронов с молеку-

лами водорода, образуемые при этом электроны и ионы поддерживают разряд. Эти же частицы ответственны за появление интенсивного рекомбинационного свечения разряда в ультрафиолетовой области спектра. Кроме областей непрерывного спектра, при рекомбинации наблюдаются также спектральные линии, соответствующие обычному эмиссионному спектру атомов и молекул водорода. Возбуждение их происходит главным образом за счет электронных ударов. Кроме этого, для облегчения зажигания лампы внутрь трубки введено небольшое количество примеси неона. Поэтому спектр излучения лампы в видимой области имеет большое число линий, среди которых отчетливо видны линии, обусловленные излучением атома водорода.

Для определения длины волны спектральной линии предварительно проводят градуировку монохроматора по известному спектру (например, паров ртути). Градуировочный график монохроматора выражает зависимость между номером деления барабана  $N$  и длиной волны  $\lambda$  входящего светового пучка. Градуировочная кривая должна быть построена в крупном масштабе на листе миллиметровой бумаги формата А4. По оси  $X$  откладываются известные длины волн линий спектра, а по оси  $Y$  – соответствующие этим линиям градусные деления барабана.

### *ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ*

1. Ознакомьтесь с описанием установки и принципом работы монохроматора УМ-2.
2. Установите ртутную лампу на расстоянии 40 см от щели монохроматора, а конденсор примерно в 25 см от источника.
3. Включите пульт управления, служащий для питания источников. Для яркого освещения входной щели перемещайте конденсор вдоль скамьи, стремясь получить на щели резкое изображение источника света. При этом для удобства наводки наденьте на щель белый колпачок с перекрестием. Для получения резких спектральных линий ширина входной щели устанавливается (винтом 2) равной  $0,02 \div 0,04$  мм.

4. Для наблюдения спектра произведите тщательную фокусировку, так, чтобы указатель 10 (рис. 6.5) и спектральные линии имели четкие, ясные границы. Для этого, вращая кольцо окуляра, получите резкое изображение острия указателя, а вращением микрометрического винта 4 – резкое изображение спектральных линий.

5. Вращая барабан монохроматора, выставьте в окуляре красную область спектра. Поворачивая барабан в одном направлении (спектр смещается влево), определите показания барабана  $N$ , соответствующее каждой спектральной линии спектра ртути согласно табл. 6.1.

Таблица 6.1

Цвет линии	Относительная яркость	$\lambda$ , нм	Отсчет по барабану $N$
Красная	4	623,4	
Желтая дублет (левая)	10	579,1	
Светло-зеленая	10	546,0	
Зелено-голубая	10	491,6	
Синяя	10	435,8	
Фиолетовая дублет (левая)	7	410,8	

6. Выключите ртутную лампу. Уберите ее с оптической скамьи. Установите на скамью водородную лампу на том же расстоянии от входной щели. Перемещая конденсор поперек скамьи, добейтесь попадания светящегося изображения трубки во входную щель.

7. Заготовьте табл. 6.2.

Таблица 6.2

Цвет и индекс линии	Отсчет по барабану, $N$	Длина волны $\lambda$ , нм	Квантовое число $n$	Постоянная Ридберга $R$ , $m^{-1}$
Ярко-красная, $H_\alpha$				
Зелено-голубая, $H_\beta$				
Фиолетово-синяя, $H_\gamma$				

8. Вращая барабан 7, проведите отсчет положения линий:

найдите ярко-красную линию  $H_\alpha$ . Следует отметить, что в спектре водородной трубки, наряду с линиями атомного спектра, наблюдается спектр молекулярного водорода. Поэтому поиск нужных линий следует начинать у наиболее яркой красной линии;

вторая линия  $H_\beta$  – зелено-голубая. В промежутке между ними располагаются несколько красно-желтых и зеленых, сравнительно слабых молекулярных полос;

третья линия  $H_\gamma$  – фиолетово-синяя. Перед этой линией располагаются две слабые размазанные молекулярные полосы синего цвета. Четвертая линия  $H_\delta$  – фиолетовая – в нашей установке не видна.

**Внимание!** Для уменьшения ошибки ширину входной щели 1 делают малой –  $0,02 \div 0,03$  мм (винтом 2). Для наблюдения слабых линий в крайней сине-фиолетовой области щель приходится расширять до  $0,05 \div 0,06$  мм. Глаз лучше замечает слабые линии в движении, при наблюдении удобно слегка поворачивать барабан в обе стороны до среднего положения.

9. Запишите показания барабана для линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  в табл. 6.2.

10. Выключите водородную лампу. По данным табл. 6.1. постройте градуировочный график  $N=f(\lambda)$ . По градуировочному графику и данным табл. 6.2 определите длины волн  $\lambda_\alpha$ ,  $\lambda_\beta$ ,  $\lambda_\gamma$ . Для определения линии  $\lambda_\alpha$  график следует экстраполировать в сторону больших длин волн.

11. Вычислите значение постоянной Ридберга для трех длин волн ( $\lambda_\alpha$ ,  $\lambda_\beta$ ,  $\lambda_\gamma$ ), используя формулу (6.14) и данные табл. 6.2.

12. Вычислите среднее значение  $\langle R \rangle$  и погрешности:  $\Delta R$  и  $\varepsilon_R(\%)$ . Результат представьте в стандартной форме.

13. Вычислите теоретическое значение постоянной Ридберга с помощью формулы (6.16) и сравните полученный результат расчета с экспериментальным значением  $R$ .

14. Сформулируйте вывод по результатам работы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Запишите уравнение Шредингера для электрона в атоме водорода. Какой важный вывод следует из решения этого уравнения? В чем состоит физический смысл волновой функции?

2. Каков физический смысл квантовых чисел?

3. Как на основании квантовой теории объясняется испускание и поглощение света? Что такое спектр излучения? Что такое спектральная линия, серия?

4. Объясните возникновение спектра испускания водорода? Какие существуют серии в спектре водорода?

5. Запишите обобщенную формулу Бальмера. Какой смысл в этой формуле имеют числа  $m$  и  $n$ ? Сформулируйте физический смысл постоянной Ридберга.

6. Как устроен монохроматор УМ-2? Для чего в данной работе используется ртутная лампа?

7. Почему наблюдаемый спектр водородной лампы состоит из большого числа линий, а не только из линий атомарного водорода?

#### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 8-15-е, стер. – М.: Высш. шк., 2005-2010. – § 208, 209, 201, 212, 213, 216, 217, 223.

2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 т. – Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: Учебное пособие для втузов. – М.: Астрель; АСТ, 2011. – Главы 3 – 5 (§ 5.1).

3. Курс физики: учеб. пособие для втузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – Главы 37 – 39 (§ 39.1).

## *Лабораторная работа № 3-7*

### **ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛА И ПОЛУПРОВОДНИКА**

Цель работы: экспериментально определить температурный коэффициент сопротивления металла и ширину запрещенной зоны полупроводника.

Оборудование: лабораторный комплекс «Электричество и магнетизм»: регулируемый источник постоянного напряжения, мини-блоки «Исследование температурной зависимости сопротивления проводника и полупроводника», «Ключ», мультиметры.

#### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

##### **1. Энергетические зоны в кристаллах**

По электрическим свойствам вещества разделяют на три класса: проводники, диэлектрики и полупроводники. Типичными *проводниками* являются металлы, у которых удельное электрическое сопротивление  $\rho < 10^{-6}$  Ом·м. Удельное электрическое сопротивление *полупроводников* обычно лежит в пределах от  $10^{-6}$  до  $10^{14}$  Ом·м. Материалы, у которых величина  $\rho > 10^{14}$  Ом·м, относятся к *диэлектрикам*. Полупроводниками являются ряд элементов III–VI групп таблицы элементов Д.И. Менделеева (В, Ge, Si, As, Te и т.д.), а также большое число химических соединений (GaAs, GaP, ZnS, SiC и др.). В зависимости от внешних условий (температура, давление) одно и то же вещество может относиться к разным классам. Например, германий при температуре жидкого азота (77 К) – диэлектрик, при комнатной температуре – полупроводник, а в жидком состоянии является проводником.

Классическая электронная теория проводимости достаточно хорошо объясняет свойства проводников, но не может полностью объяснить свойства полупроводников. Это делает современная квантовая теория, составной частью которой является *зонная теория*.

Согласно квантово-механическим представлениям, электроны в атомах распределяются по энергетическим уровням, т.е. могут находиться только в со-

стояниях со строго определенными значениями энергии, причем у одиночных атомов одного и того же элемента энергия соответствующих уровней в точности одинакова.

При образовании кристаллической решетки по мере сближения атомов до расстояний, равных межатомным расстояниям в твердых телах  $r=a$  (рис. 7.1), усиливающееся взаимодействие между атомами приводит к расщеплению уровней и расширению их в полосы (или зоны) разрешенных для электронов энергий. Расщепление объясняется **принципом Паули**, согласно которому **на одном энергетическом**

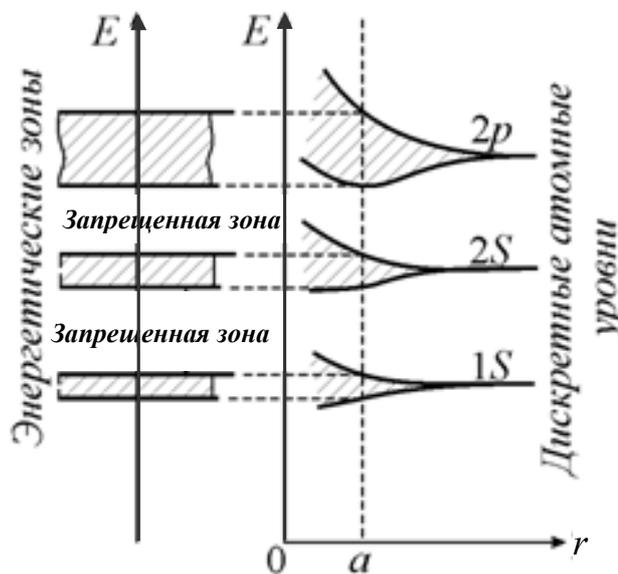


Рис. 7.1.

**уровне не может находиться более двух электронов, причем их собственные моменты импульса (спины) должны иметь противоположные направления.** Таким образом, в кристалле, объединяющем  $N$  одинаковых атомов с одинаковым набором энергетических уровней у изолированных атомов, электроны уже не могут находиться в одинаковых состояниях, и каждый уровень изолированного атома расщепляется в кристалле на  $N$  различных уровней, на которых могут разместиться все электроны. Схема образования энергетических зон кристалла из дискретных энергетических уровней отдельных атомов при их сближении показана на рис. 7.1.

Совокупная ширина получившихся уровней определяется степенью взаимодействия атомов и не зависит от количества атомов в кристалле. Поэтому расстояние между соседними уровнями (разность энергий) настолько мало, что говорить о положении отдельных уровней не имеет смысла. Их рассматривают вместе и называют **разрешенной энергетической зоной**. Зоны отделяются друг от друга областями, в которых электроны в силу квантово-механических законов не могут находиться. Эти области называются **запрещенными зонами**.

Термины «энергетический уровень», «энергетическая зона» имеют не геометрический, а энергетический смысл. Когда мы говорим, что на таком-то уровне находится электрон, то это лишь выражение того факта, что электрон обладает определенным значением энергии.

Окончательный энергетический спектр в образовавшемся кристалле будет определяться равновесным межатомным расстоянием  $r=a$ , характерным для данного кристалла. Расщепление уровней в зоны происходит независимо от того, имеются ли на соответствующих атомных уровнях электроны или эти уровни пусты. В последнем случае расщепление уровней в *свободные зоны* отражает расширение диапазона возможных энергий, которые может приобрести электрон в кристалле. Естественно, что наибольшее расщепление имеют энергетические уровни внешних, валентных электронов. Зона, получившаяся при расщеплении наивысшего занятого электронами уровня в свободном атоме, называется *валентной зоной*.

**В проводниках** электроны лишь частично заполняют валентную зону (рис. 7.2 а), либо валентная зона может перекрываться со свободной зоной (на рис. 7.2 б область перекрытия показана пунктиром). Таким образом, запрещенная зона отсутствует, поэтому даже слабое воздействие электрического поля может легко переводить электроны в другие (необходимые для создания тока) состояния в пределах одной зоны.

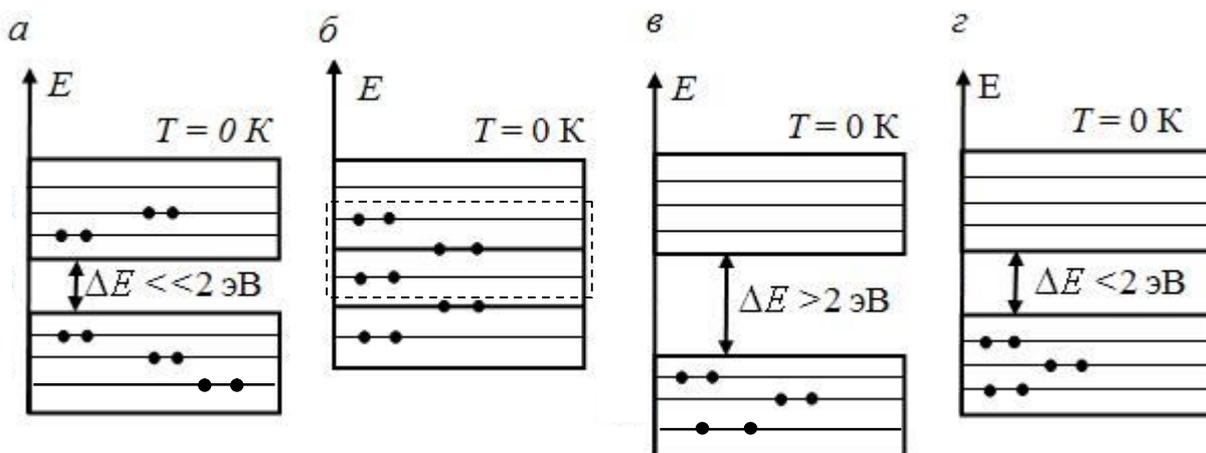


Рис. 7.2.

По классической теории электропроводности электрическое поле возмущает хаотическое движение свободных электронов, т.е. сообщает им ускорение

вдоль поля, приводящее к появлению дополнительной скорости направленного движения (скорости дрейфа). При этом происходит как изменение характера движения электронов от хаотического (теплого) к направленному, так и некоторое увеличение кинетической энергии электронов.

В терминах зонной теории это означает перераспределение электронов по состояниям, отвечающее новому характеру движения. Поэтому в зонной теории термин *«свободные электроны»* означает электроны, способные переходить на другие состояния (уровни) под действием приложенного поля.

*В диэлектриках* все состояния в валентной зоне заняты (рис. 7.2 в), поэтому переход электронов под действием поля в другие состояния невозможен и направленное движение электронов не возникает. В этом случае при температуре абсолютного нуля свободных носителей заряда нет. Свободные состояния есть только в следующей свободной зоне (*зоне проводимости*), однако ширина запрещенной зоны велика, а электрическое поле не может передать электрону достаточно энергии для перехода.

*Полупроводники* отличаются от диэлектриков небольшой шириной запрещенной зоны  $\Delta E$  (рис. 7.2 г), и уже при комнатных температурах энергии теплового движения оказывается достаточно, чтобы перевести часть электронов из валентной зоны в свободную верхнюю зону (рис. 7.3). При этом возникают сразу две частично заполненные зоны. В свободной зоне электроны будут находиться в условиях, аналогичных тем, в которых находятся электроны в металле, т.е. свободная зона для них окажется зоной проводимости. Одновременно становится возможным переход электронов валентной зоны на освободившиеся в ней верхние уровни, эти вакантные состояния в валентной зоне, откуда электроны ушли в зону проводимости, называются *«дырки»*. По мере того как электроны валентной зоны перемещаются от дна зоны, заполняя верхние уровни и освобождая нижние, дырки движутся в противоположном направлении. Такое движение может быть представлено как движение положительных квазичастиц, поэтому дыркам условно приписывается *положительный заряд, равный по модулю заряду электрона*.

Для того, чтобы перевести электроны из валентной зоны в зону проводимости, им следует сообщить энергию, не меньшую, чем ширина запрещенной зоны  $\Delta E$ . Эта важная характеристика полупроводника называется *энергией активации полупроводника*.

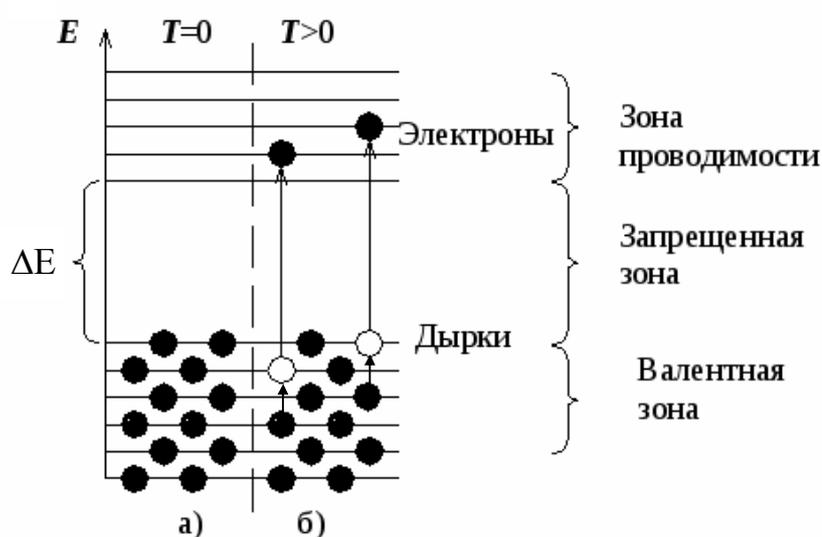


Рис. 7.3.

Часть электронов приобретает эту энергию при облучении вещества светом или за счет теплового движения атомов. Поэтому при обычных температурах ( $T \approx 300$  К) в зоне проводимости полупроводников есть некоторое количество электронов. Энергию активации  $\Delta E$  принято измерять в электрон-вольтах (эВ):  $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж. Для полупроводников при комнатной температуре ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  составляет  $0,02 \div 2$  эВ, а для диэлектриков – много больше 2 эВ. В табл. 7.1 приведены значения  $\Delta E$  для некоторых кристаллов.

Таблица 7.1

Вещество	<i>C</i> алмаз	<i>Se</i> селен	<i>Ge</i> германий	<i>Si</i> кремний	<i>GaAs</i> арсенид галлия	<i>InAs</i> арсенид индия
$\Delta E$ , эВ (при 20 °С)	5,40	1,79	0,66	1,11	1,43	0,36

## 2. Электропроводность металлов

В проводниках электроны лишь частично заполняют валентную зону (рис. 7.2 а, б), при этом они могут свободно перемещаться под действием внешнего электрического поля, т.е. валентная зона является в данном случае *зоной проводимости*.

В квантовой теории металлов движение электрона проводимости сквозь кристаллическую решетку рассматривается как процесс распространения *элек-*

*тронных волн де Бройля.* Идеально правильная кристаллическая решетка, в узлах которой находятся неподвижные ионы (при  $T=0$  К), не должна рассеивать электронные волны. Электроны проводимости должны были бы проходить сквозь такую решетку свободно, без рассеяния в узлах, т.е. такая решетка не оказывает сопротивления электрическому току. Рассеяние электронных волн и связанное с ним сопротивление проводника возникают, если в кристаллической решетке существуют центры рассеяния – искажения правильности решетки, размеры которых превосходят длину волны де Бройля. Центрами рассеяния являются главным образом *флуктуации плотности*, возникающие в результате тепловых колебаний узлов решетки. *Рассеяние волн де Бройля на флуктуациях плотности является причиной электрического сопротивления чистых металлов.*

Рассеяние волн де Бройля происходит также на дефектах кристаллической решетки и на атомах примеси. Именно поэтому сопротивление сплавов больше, чем чистых металлов.

В металлах концентрация свободных электронов практически не зависит от температуры, а подвижность электронов изменяется обратно пропорционально температуре, поскольку с повышением температуры из-за возрастания тепловых колебаний ионов увеличиваются неоднородности кристаллической решетки, на которых рассеиваются электронные волны де Бройля. Таким образом, *электрическое сопротивление металла увеличивается с ростом температуры, так как увеличивается рассеяние электронных волн де Бройля на неоднородностях кристаллической решетки в результате возрастания тепловых колебаниях ионов.*

Опыт показывает, что для не слишком широкого интервала температур (исключая очень низкие) сопротивление  $R$  проводников увеличивается по линейному закону

$$R = R_0(1 + \alpha_t \cdot t), \quad (7.1)$$

где  $R_0$  – сопротивление проводника при  $0$  °С;  $t$  – температура в градусах Цельсия;  $\alpha_t$  – температурный коэффициент сопротивления (ТКС).

Значения ТКС для некоторых металлов и сплавов приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Вещество	<i>Al</i> <i>алюминий</i>	<i>W</i> <i>вольфрам</i>	<i>Cu</i> <i>медь</i>	<i>Pb</i> <i>свинец</i>	<i>Ag</i> <i>золото</i>	<i>нихром</i>
$\alpha_t \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$	4,5	5,1	4,3	4,2	4,1	0,2

### 3. Электропроводность полупроводников

Химически чистые полупроводники называют *собственными полупроводниками*, к ним относят ряд чистых химических элементов, приведенных в табл. 7.1. При температурах  $T > 0 \text{ K}$  такие полупроводники содержат небольшое количество электронов в зоне проводимости (рис. 7.3). Каждой температуре соответствует определенное равновесие концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Когда внешнее электрическое поле отсутствует, электроны проводимости и дырки движутся хаотически. При включении поля на хаотическое движение накладывается упорядоченное движение: электронов в зоне проводимости против поля и дырок в валентной зоне в направлении поля. Оба движения – и дырок, и электронов – приводят к переносу заряда вдоль кристалла. Следовательно, проводимость собственных полупроводников обуславливается носителями заряда двух знаков – отрицательными электронами и положительными дырками, т.е. является *электронно-дырочной*.

Температурная зависимость сопротивления полупроводников определяется изменением концентрации носителей тока – электронов, перешедших в зону проводимости. При увеличении температуры количество их экспоненциально возрастает, поэтому сопротивление  $R$  чистых полупроводников уменьшается с ростом температуры  $T$  по закону

$$R = A \cdot \exp \frac{\Delta E}{2kT}, \quad (7.2)$$

где  $A$  – величина, слабо зависящая от температуры;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  – постоянная Больцмана.

Приведенные соображения верны только тогда, когда полупроводник не содержит примесей других веществ. *Примесная проводимость* полупроводников возникает, если некоторые атомы данного полупроводника заменить в уз-

лах кристаллической решетки атомами, валентность которых отличается на единицу от валентности основных атомов.

На рис. 7.4 условно изображена решетка германия с примесью пентавалентных атомов фосфора, валентность которого на единицу больше валентности германия. Для образования ковалентных связей с соседями атому фосфора достаточно четырех электронов. Следовательно, пятый валентный электрон оказывается как бы лишним и легко отщепляется от атома за счет энергии теплового движения, образуя свободный электрон.

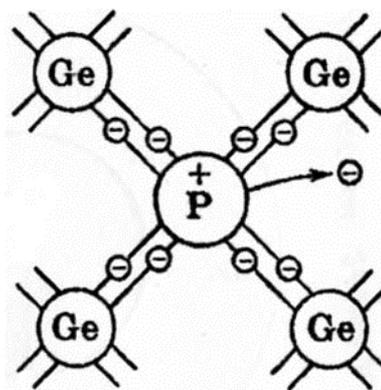


Рис. 7.4.

В отличие от собственного полупроводника образование свободного электрона в примесном полупроводнике не сопровождается нарушением ковалентных связей, т. е. образованием дырки. Таким образом, в полупроводнике с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, имеется только один вид носителей тока — электроны. Такой полупроводник обладает **электронной проводимостью** или является полупроводником ***n*-типа**. Примеси, атомы которых поставляют электроны проводимости, называются **донорными**.

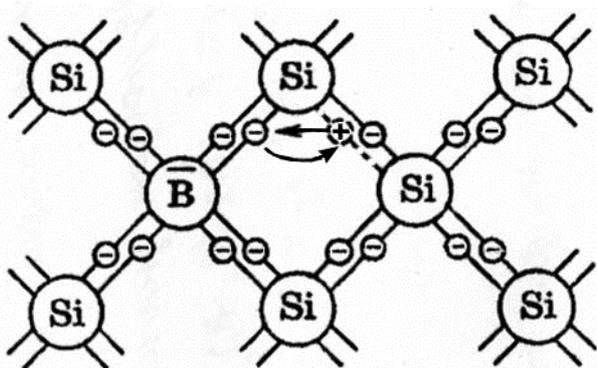


Рис. 7.5.

ются **донорными**.

На рис. 7.5 условно изображена решетка кремния с примесью трехвалентных атомов бора, т.е. валентность примеси на единицу меньше валентности основных атомов. Трех валентных электронов атома бора недостаточно для образования связей со всеми четырьмя соседями. Поэтому одна из связей окажется неупакованной и будет представлять собой место, способное захватить электрон. При переходе на это место электрона одной из соседних пар возникнет дырка, которая будет перемещаться по кристаллу.

Таким образом, в полу-

проводнике с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, возникают носители тока только одного вида – дырки. Проводимость в этом случае называется *дырочной*, а полупроводник принадлежит к *p-типу*. Примеси, вызывающие возникновение дырок, называются *акцепторными*.

Примеси искажают поле решетки, что приводит к возникновению на энергетической схеме примесных уровней, расположенных в запрещенной зоне кристалла. В случае полупроводников *n*-типа *примесные уровни* называются *донорными* (рис. 7.6 а), в случае полупроводников *p*-типа – *акцепторными* (рис. 7.6 б).

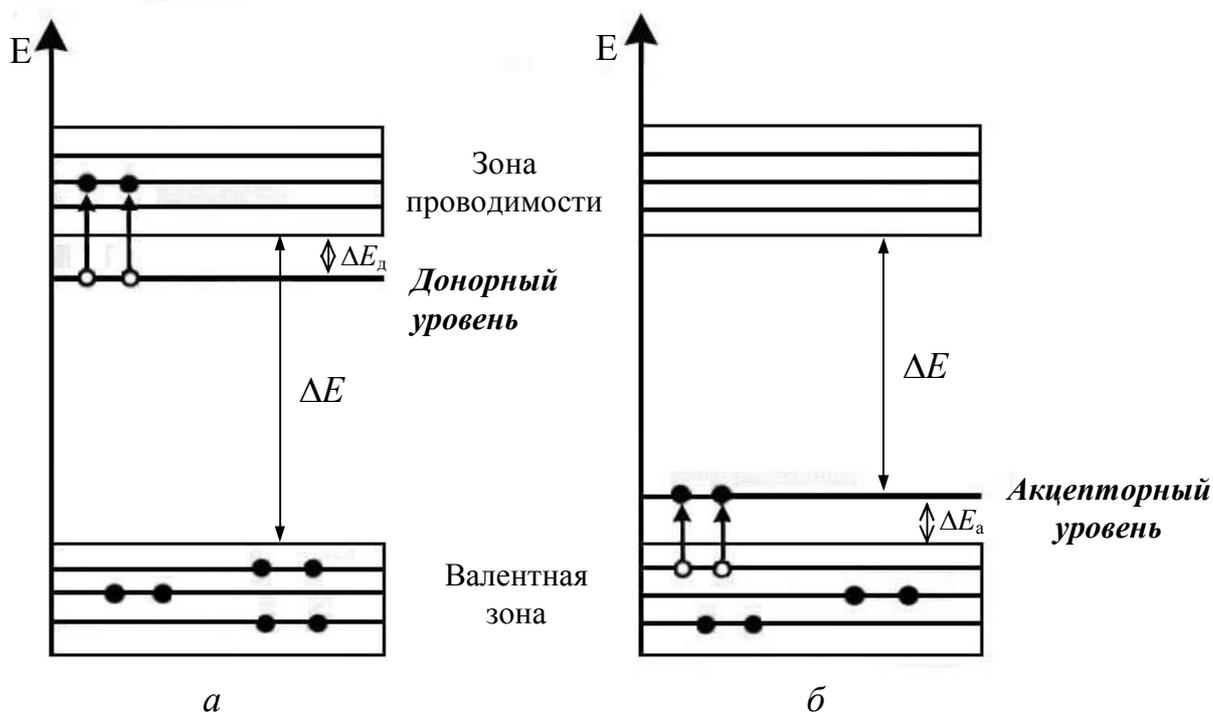


Рис. 7.6

Ширина запрещенной зоны  $\Delta E_d$  для донорных электронов гораздо меньше, чем ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  валентных электронов. В этом случае энергия теплового движения даже при обычных температурах оказывается достаточной для того, чтобы перевести электрон с донорного уровня в зону проводимости (рис. 7.6 а). Этому процессу соответствует отщепление пятого валентного электрона от атома примеси. Образующиеся при этом положительные заряды – «дырки» на донорном уровне локализуются на неподвижных атомах примеси и в электропроводности не участвуют. Электропроводность в таком случае осуществляется только посредством электронов в зоне проводимости.

Акцепторные уровни оказывают существенное влияние на электрические свойства кристалла в том случае, если они расположены недалеко от потолка валентной зоны (рис. 7.6 б). Близость этих уровней к валентной зоне приводит к тому, что уже при относительно невысоких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни. Связываясь с атомами примеси, они теряют способность перемещаться в кристаллической решетке и в электропроводности не участвуют. Носителями тока в этом случае являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

При повышении температуры концентрация примесных носителей тока быстро достигает насыщения. Это означает, что практически освобождаются все донорные или заполняются электронами все акцепторные уровни. Вместе с тем по мере роста температуры все в большей степени начинает сказываться собственная проводимость полупроводника, обусловленная переходом электронов непосредственно из валентной зоны в зону проводимости. Таким образом, при высоких температурах проводимость полупроводника будет складываться из примесной и собственной проводимостей. При низких температурах преобладает примесная, а при высоких – собственная проводимость.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Зависимость сопротивления проводника от температуры в координатах  $R(t)$ , согласно (7.1), изображается прямой линией, угловым коэффициент которой

$$K_1 = \alpha_t \cdot R_0. \quad (7.3)$$

Величину углового коэффициента можно определить из построенной экспериментальной зависимости  $R(t)$ . Зная  $K_1$ , можно определить значение температурного коэффициента сопротивления исследуемого проводника:

$$\alpha_t = \frac{K_1}{R_0}. \quad (7.4)$$

Значение сопротивления проводника  $R_0$  находится путем экстраполяции полученной линейной зависимости до температуры  $0^\circ\text{C}$ .

Для полупроводника зависимость сопротивления от температуры, согласно (7.2), нелинейная, поэтому для ее нахождения используют координаты  $\ln R \left( \frac{1}{T} \right)$ , где  $T$  – температура по шкале Кельвина. Действительно, логарифмируя уравнение (7.2), получаем

$$\ln R = \ln A + \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (7.5)$$

График функции  $\ln R \left( \frac{1}{T} \right)$  является линейным с угловым коэффициентом

$$K_2 = \frac{\Delta E}{2k}, \quad (7.6)$$

что позволяет найти ширину запрещенной зоны полупроводника по формуле:

$$\Delta E = 2k \cdot K_2. \quad (7.7)$$

Таким образом, если экспериментально найти зависимость сопротивления проводника и полупроводника от температуры и представить их графически, то можно рассчитать для первого – ТКС  $\alpha_t$ , для второго – ширину запрещенной зоны  $\Delta E$ .

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Электрическая схема установки

показана на рис. 7.7, на котором:

1 – регулируемый источник постоянного напряжения («0 ... +15 В»); 2 – электронагреватель; 3 – термопара; 4, 5 – исследуемые образцы проводника и полупроводника; 6 – мини-блок «Исследование температурной зависимости сопротивления проводника и полупроводника»; 7 – переключатель; 8 – мини-блок «Ключ»; 9 – мультиметр в режиме измерения сопротивления (режим  $\Omega$  2 кОм, входы СОМ, V $\Omega$ ); 10 – мультиметр в режиме измерения температуры (режим  $^{\circ}\text{C}$ , разъем для подключения термопары (рис. 7.8)).

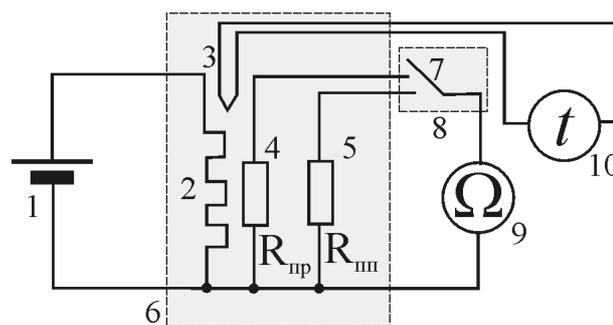


Рис. 7.7.

Электронагреватель 2 подключен к регулируемому источнику постоянного напряжения 1 («0...+15 В»). При включении источника начинается нагрев исследуемых образцов. Для измерения сопротивления образцов 4, 5 в режиме непрерывного нагрева их поочередно подсоединяют к мультиметру 9 с помощью переключателя 7. Температуру образцов измеряют с помощью термопары 3, напряжение с которой подается на клеммы измерителя температуры (мультиметр 10).

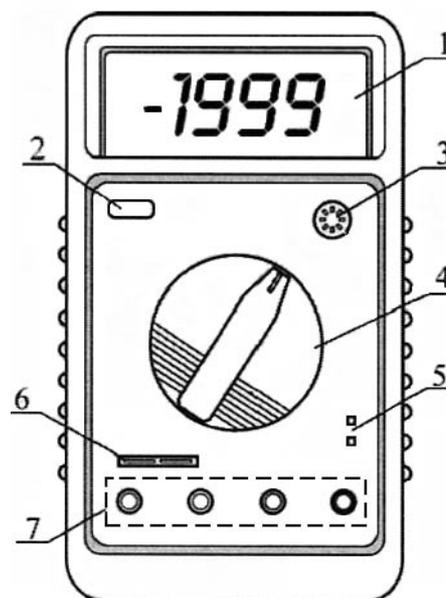


Рис. 7.8.

Общий вид мультиметра (рис. 7.8):

1 – дисплей;

2 – выключатель питания;

3 – гнездо для проверки транзисторов;

4 – переключатель режимов;

5 – разъем для подключения термопары;

6 – разъем для подключения конденсатора;

7 – выходы для измерения тока, напряжения, сопротивления.

Мини-блок «Исследование температурной зависимости сопротивления проводника и полупроводника» (рис. 7.9):

1 – клеммы термопары для подключения к мультиметру;

2 – нагреватель печи;

3 – проводник;

4 – полупроводник;

$R_{np}$  – вывод проводника;

$R_{np}$  – вывод полупроводника.

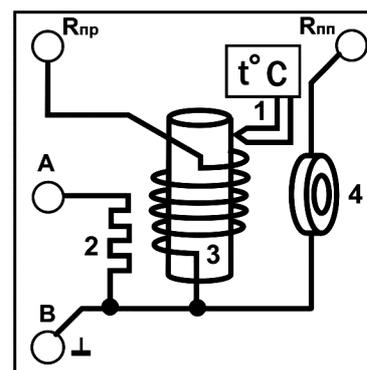


Рис. 7.9.

Монтажная схема установки представлена на рис. 7.10, на котором объекты под номерами 6, 8, 9 и 10 соответствуют объектам с теми же номерами на рис. 7.7.

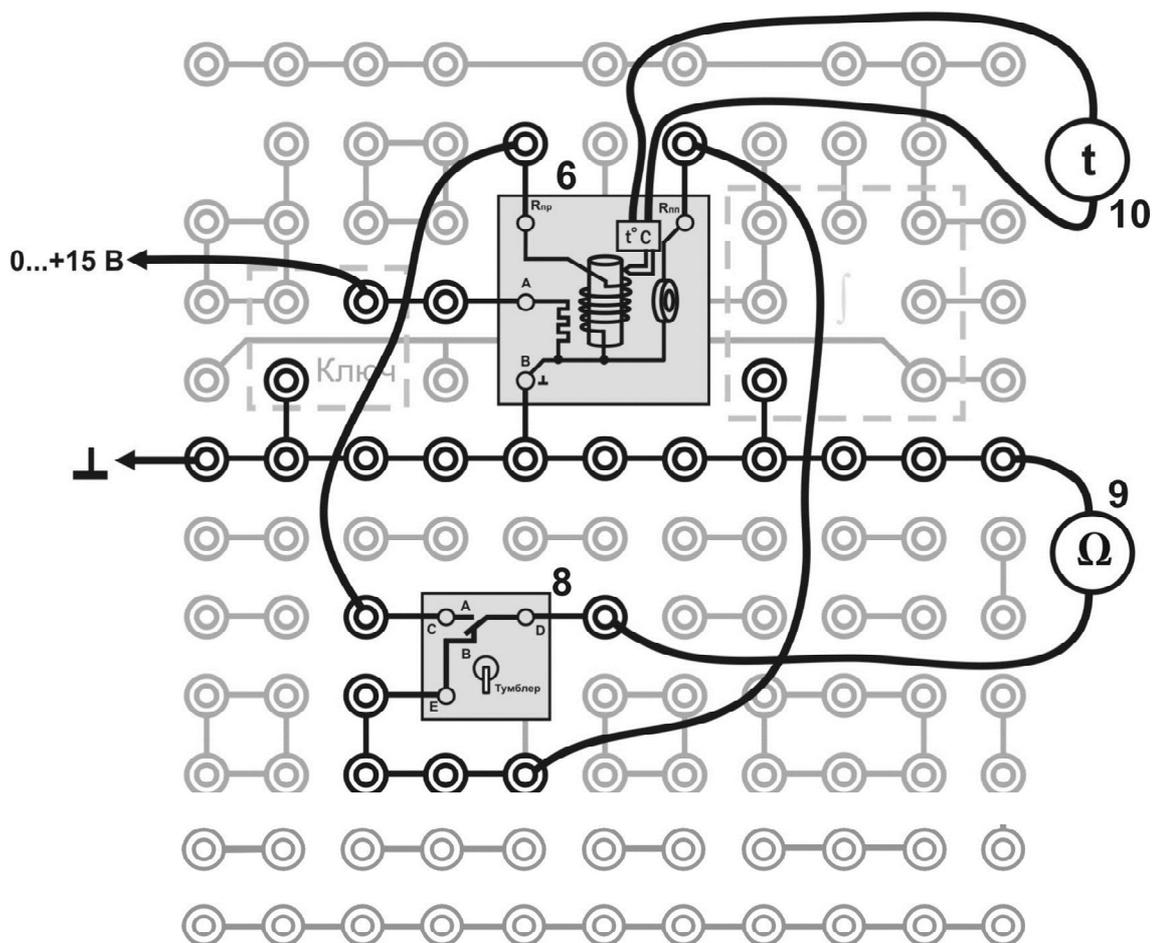


Рис. 7.10.

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите электрическую цепь по монтажной схеме, приведенной на рис. 7.10.

2. Настройте мультиметры для измерения соответствующих величин: мультиметр 9 (рис. 7.10 и 7.7) в режим измерения сопротивления (предел измерения 2 кОм), мультиметр 10 (рис. 7.10 и 7.7) в режим измерения температуры.

Для измерения температуры установите переключатель режимов на мультиметре в положение °С, при этом на дисплее будет указана температура окружающей среды.

Вставьте провода от термопары в разъем 5 (рис. 7.8), при этом следует соблюдать полярность подсоединения («+» провода к «+» прибора).

3. Подготовьте табл. 7.3 для записи результатов.

Таблица 7.3

№	$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{K}$	$1/T, \text{K}^{-1}$	$R_{\text{пр}}, \text{Ом}$	$R_{\text{п/п}}, \text{Ом}$	$\ln R_{\text{п/п}}$
1						
2						
...	...					
$N$	70					

4. Включите кнопками «Сеть» блоки питания генераторов и мультиметров. Нажмите кнопку «Исходная установка».

5. С помощью мини-блока «Ключ», подключая поочередно к мультиметру проводник (положение А) и полупроводник (положение В), измерьте их сопротивление при комнатной температуре. Результаты измерений запишите в табл. 7.3.

6. Кнопками установки напряжения «0 ... +15 В» установите 6 делений на индикаторе генератора. Для установки напряжения кнопку **держат** **нажатой** до достижения требуемого результата.

7. По мере нагрева образцов измеряйте их сопротивления (как описано в п. 5) через каждые 5 °С до 40 °С. Результаты измерений записывайте в табл. 7.3.

8. Для получения температуры нагрева 45 °С и 50 °С увеличьте напряжение кнопками установки напряжения до 7 делений на индикаторе генератора.

9. Для увеличения температуры нагрева 55÷70 °С увеличьте напряжение кнопками установки напряжения до 8 делений на индикаторе. Продолжайте измерять сопротивления через каждые 5 °С. Результаты измерений записывайте в табл. 7.3.

10. Выключите из сети блоки питания генераторов напряжений и мультиметров.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По данным табл. 7.3 постройте график температурной зависимости сопротивления проводника от температуры в координатах  $R(t)$ . Ось температуры следует начинать с 0 °С. Примерный вид графика представлен на рис. 7.11.

2. Экстраполируя полученную линейную зависимость до пересечения с осью ординат, найдите сопротивление проводника  $R_0$  при температуре 0 °С.

3. По полученному графику рассчитайте среднее значение углового коэффициента  $K_1$ . Для этого выберите две точки – 1 и 2, лежащие на экспериментальной прямой в начале и конце температурного интервала, и спроецируйте их на координатные оси.

Тогда

$$K_1 = \frac{R_2^{\text{пп}} - R_1^{\text{пп}}}{t_2 - t_1}. \quad (7.8)$$

4. По формуле (7.4) вычислите среднее значение ТКС  $\alpha_t$  исследуемого проводника.

5. По данным табл. 7.3 постройте для полупроводника график в координатах  $\ln R \left( \frac{1}{T} \right)$ . Линейный характер этого графика подтверждает экспоненциальный характер зависимости сопротивления полупроводника от температуры.

6. По этому графику определите среднее значение углового коэффициента полученной прямой  $K_2$  аналогично п. 3:

$$K_2 = \frac{(\ln R^{n/n})_2 - (\ln R^{n/n})_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}}. \quad (7.9)$$

7. По формуле (7.7) вычислите ширину запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E$ . Запишите ее значение в джоулях и электрон-вольтах.

8. Проведите оценку погрешностей измерений и представьте результаты в стандартной форме.

9. Сравните  $\alpha_t$  и  $\Delta E$  с табличными значениями (см. таблицы 7.1 и 7.2). Определите исследуемые вещества.

10. Сделайте выводы по результатам работы.

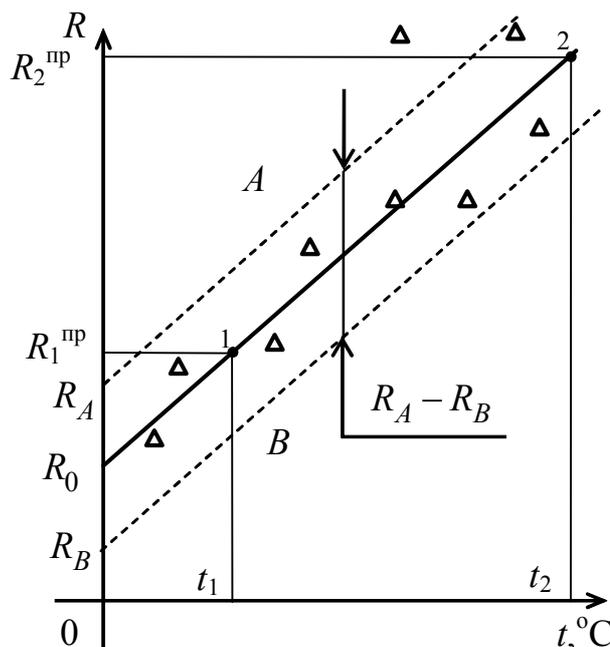


Рис. 7.11.

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

1. **Относительная погрешность** ( $\varepsilon$ ) косвенных измерений находится по известным правилам. Для величины  $\alpha_t$ , рассчитываемой по формуле (7.4), она зависит от относительных погрешностей углового коэффициента  $K_l$  и сопротивления  $R_0$ , т.е.:

$$\varepsilon_{\alpha_t} = \frac{\Delta\alpha_t}{\alpha_t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_1}{K_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_0}{R_0}\right)^2} \cdot 100\%, \quad (7.10)$$

где  $\Delta K_1$ ,  $\Delta R_0$  – доверительные границы **случайной абсолютной** погрешности среднего углового коэффициента и сопротивления проводника при температуре 0 °С.

Поскольку зависимость сопротивления проводника от температуры является линейной и изображается прямой, то погрешности  $\Delta K_1$  и  $\Delta R_0$  наиболее просто найти из построенной графической зависимости по формулам:

$$\Delta K_1 = \frac{t_{P,f} \cdot (R_A - R_B)}{2\sqrt{N} \cdot (t_2 - t_1)}, \quad (7.11)$$

$$\Delta R_0 = \frac{t_{P,f} \cdot (R_A - R_B)}{4\sqrt{N}}, \quad (7.12)$$

где  $t_{P,f}$  – коэффициент Стьюдента (табл. 7.4), зависящий от доверительной вероятности  $P$  (принять  $P=0,95$ ) и числа степеней свободы  $f=N-1$  ( $N$  – число измерений).

Для определения  $R_A$  и  $R_B$  необходимо провести параллельно экспериментальной прямой по обе стороны от нее две прямые –  $A$  и  $B$  так, чтобы большинство точек (кроме промахов) оказалось внутри (см. рис. 7.11).

Таблица 7.4

$f=N-1$	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$t_{P,f}$ при $P=0,95$	2,570	2,446	2,365	2,306	2,262	2,222	2,201	2,179	2,160	2,145	2,131

2. **Абсолютная погрешность** ( $\Delta$ ) находится из ее связи с относительной погрешностью, т.е. из формулы (7.10) следует, что:

$$\Delta\alpha_t = \frac{\varepsilon_{\alpha_t}}{100\%} \cdot \alpha_t \quad (7.13)$$

3. Аналогично рассчитываются погрешности косвенных измерений ширины запрещенной зоны полупроводника.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. В чем состоит различие между проводниками, диэлектриками и полупроводниками с точки зрения зонной теории? Что означает термин «свободные электроны» в зонной теории?

2. Что такое электрический ток согласно зонной теории? Почему электроны полностью заполненной зоны не дают вклада в электрический ток?

3. От каких величин зависит электрическое сопротивление проводника? Запишите соответствующие формулы. Как объяснить температурную зависимость  $R(t)$  для проводника?

4. Что показывает величина ТКС проводника? Как ее можно определить?

5. Объясните механизм собственной проводимости полупроводника. Что означает термин «дырка» для полупроводника?

6. Что такое энергия активации полупроводника и от чего зависит ее значение? Опишите способ определения энергии активации полупроводника в данной работе.

7. Объясните механизм примесной проводимости полупроводников.

### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 7, 8, 10, 14, 15, 16-е. – М.: Академия. 2004, 2005, 2007, 2008, 2010. – Глава 31.

2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 кн.: учеб. пособие. – Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Астрель; АСТ, 2003-2004. – Глава 8.

3. Курс физики: учеб. пособие для втузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – Глава 43.

## *Лабораторная работа № 3-8*

### **ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА**

Цель работы: ознакомиться с явлением внутреннего фотоэффекта и принципом работы фоторезистора, исследовать его основные характеристики, оценить ширину запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлен фоторезистор и энергию активации примеси.

Оборудование: источник питания ИПС1, стенд СЗ-ОК01 с объектами исследования, мультиметры.

### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

#### **1. Основы зонной теории**

Кроме внешнего фотоэффекта – явления выхода электронов под действием света из вещества, существует также *внутренний фотоэффект*, наблюдаемый в диэлектриках и полупроводниках. Он заключается в перераспределении электронов под действием света по энергетическим зонам, в результате чего в полупроводнике количество свободных носителей заряда возрастает, что увеличивает электропроводность вещества.

Особенность состояний электронов в кристаллах объясняется *зонной теорией*, которая основывается на квантово-механическом представлении о движении электронов в атомах кристаллов твердых тел. Теория эта достаточно сложна, однако ее результаты можно понять из простых соображений. Согласно квантовой теории, электроны в атомах могут находиться в строго определенных энергетических состояниях. При этом в каждом состоянии электрон обладает определенной энергией  $E$ , а его состояние описывается волновой функцией  $\psi$ , причем у одиночных атомов одного и того же химического элемента энергия соответствующих уровней в точности одинакова.

При объединении атомов в кристалл их электронные облака перекрываются, и электроны начинают оказывать влияние друг на друга. За счет этого энергия электронов изменяется, и электроны, прежде имевшие одну и ту же энергию  $E$ , будут иметь различные, но близкие энергии. Таким образом, при сближении  $N$  атомов на расстояние  $r=a$  ( $a$  – межатомное расстояние в

кристаллической решетке) одинаковые уровни изолированных атомов объединяются, их рассматривают вместе и называют *разрешенной энергетической зоной* (рис. 8.1). Расстояние между соседними уровнями (разность энергий) в зоне настолько мало, что говорить о положении отдельных уровней не имеет смысла. Совокупная ширина получившихся зон определяется степенью взаимодействия атомов и не зависит от количества атомов в кристалле. Процесс объединения энергетических уровней отдельных атомов в энергетические зоны при образовании кристалла называют *расщеплением* энергетических уровней.

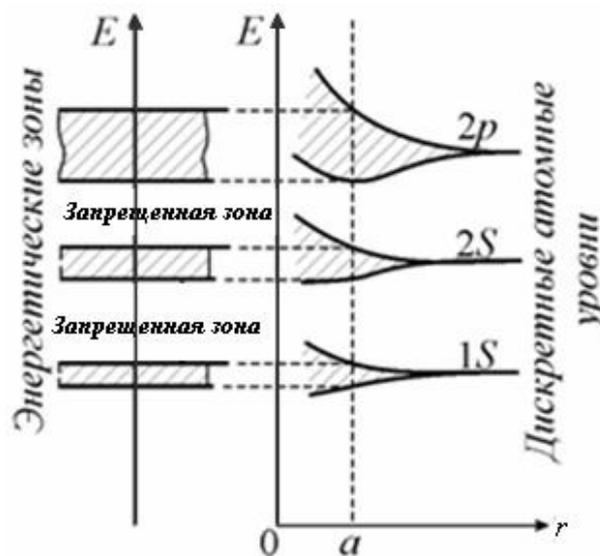


Рис. 8.1.

Разрешенные зоны отделяются друг от друга областями, называемыми *запрещенными зонами*, – это такие энергии, которые электроны в силу квантово-механических законов иметь не могут.

Термины «энергетический уровень», «энергетическая зона» имеют не геометрический, а энергетический смысл. Когда говорится «на таком-то уровне находится электрон», то это лишь выражение того факта, что электрон обладает определенным значением энергии.

Расщепление уровней в зоны происходит независимо от того, имеются ли на соответствующих атомных уровнях электроны или эти уровни пусты. В последнем случае объединение уровней в *свободные зоны* отражает расширение диапазона возможных энергий, которые может приобрести электрон в кристалле. Естественно, что наибольшее расщепление имеют энергетические уровни внешних, валентных электронов. Зона, получившаяся при расщеплении наивысшего занятого электронами уровня в свободном атоме, называется *валентной*.

Электрические свойства кристалла определяются в основном заполнением зон электронами. Так, у металлов имеется частично заполненная зона

(рис. 8.2), в которой число электронов меньше числа квантовых состояний. Она называется *зоной проводимости*, а электроны, находящиеся в ней, называются *свободными*. Непосредственно под ней находится полностью заполненная валентная зона. Электроны валентной зоны (или любой другой полностью заполненной) даже в присутствии внешнего электрического поля не могут перемещаться под действием этого поля, только электроны частично заполненной зоны способны переходить на свободные уровни в своей зоне и создавать под действием электрического поля электрический ток (направленное движение электронов).

В диэлектриках все состояния в валентной зоне заняты, поэтому переход электронов под действием поля в другие состояния невозможен и направленное движение электронов не возникает. Свободные состояния есть только в следующей свободной зоне (зоне проводимости), однако ширина запрещенной зоны велика, а электрическое поле не может передать электрону достаточно энергии для перехода (рис. 8.2).

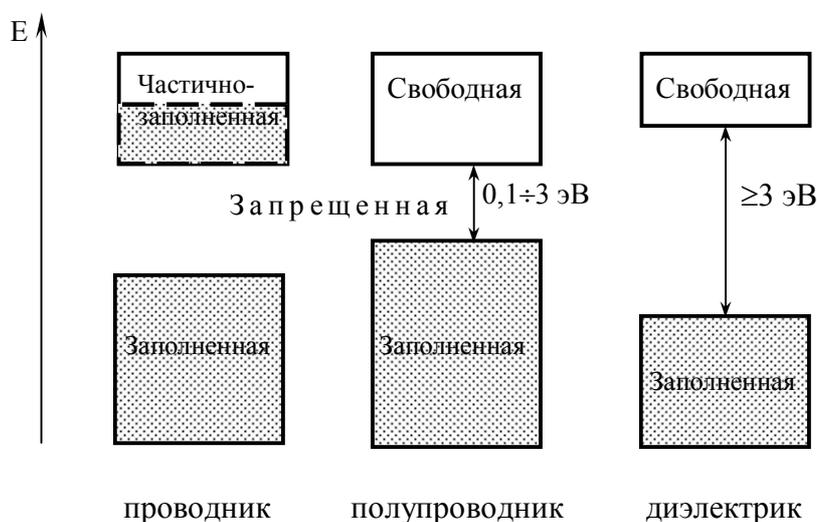


Рис. 8.2.

Полупроводники отличаются от диэлектриков небольшой шириной запрещенной зоны. В химически чистом (собственном) полупроводнике при абсолютном нуле валентная зона заполнена электронами, а зона проводимости свободна (рис. 8.2). Неосвещенный полупроводник при абсолютном нуле является изолятором, т.е. веществом, не проводящим электрический ток. Если полупроводник нагреть, то вследствие теплового возбуждения электрон получает

дополнительную энергию для перехода в зону проводимости. В результате в зоне проводимости появятся электроны, а в валентной зоне **дырки** – вакантные места, не занятые электронами.

**Электропроводность** – наиболее хорошо исследованная физическая характеристика твердых веществ, определяющая их способность проводить электрический ток в зависимости от наличия различных носителей заряда: электронов, дырок, положительных и отрицательных ионов и т.п. Для количественной оценки электропроводности служит **удельная проводимость**, обозначаемая  $\gamma$ .

Конкретный вид удельной проводимости зависит от природы рассматриваемого вещества и выбора модели его структуры. Так, для простейшей классической модели металла выражение для  $\gamma$  имеет вид:

$$\gamma = en\mu_n, \quad (8.1)$$

где  $e$  и  $n$  – заряд и концентрация электронов соответственно;  $\mu_n$  – подвижность электронов. Величина удельной проводимости металлов лежит в диапазоне от  $6 \cdot 10^7$  до  $6 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Удельная проводимость диэлектриков находится в интервале от  $10^{-8}$  до  $10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Для полупроводников – в пределах от  $10^6$  до  $10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Формула (8.1), несмотря на свою простоту, может быть применена для расчета величины удельной проводимости не только в металлах, но и в более сложном случае – в полупроводниках.

## 2. Внутренний фотоэффект в собственных полупроводниках

Электропроводность полупроводника, обусловленная тепловым возбуждением, называется **темновой проводимостью**:

$$\gamma_T = q_e n (\mu_n + \mu_p), \quad (8.2)$$

где  $n$  – концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне;  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижность электронов и дырок соответственно;  $q_e$  – заряд носителя тока.

При освещении полупроводника возникают дополнительные носители заряда, обусловленные внутренним фотоэффектом.

Согласно квантовой теории, источники излучают свет не непрерывно, а порциями – *квантами*. Энергия каждой порции (*кванта*) равна

$$\varepsilon = h\nu, \quad (8.3)$$

где  $h \approx 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $\nu$  – частота световой волны.

Позже эти порции энергии света были названы *фотонами*.

При поглощении кванта света один из валентных электронов переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется дырка (рис. 8.3). Очевидно, такой переход возможен, если энергия фотона  $h\nu$  равна или несколько больше ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ :

$$h\nu \geq \Delta E. \quad (8.4)$$

Аналогично протекает процесс *фотоионизации* и в примесном полупроводнике.

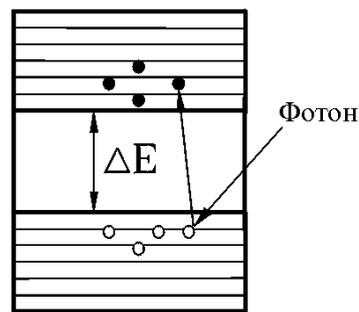


Рис. 8.3.

### 3. Внутренний фотоэффект в примесных полупроводниках

Основы теории проводимости примесных полупроводников представлены в п. 3 раздела «Основы теории» лабораторной работы № 3-7.

В донорном полупроводнике под действием квантов света электроны переходят с донорных уровней в зону проводимости (рис. 8.4 а), в акцепторных – из валентной зоны на акцепторные уровни (рис. 8.4 б).

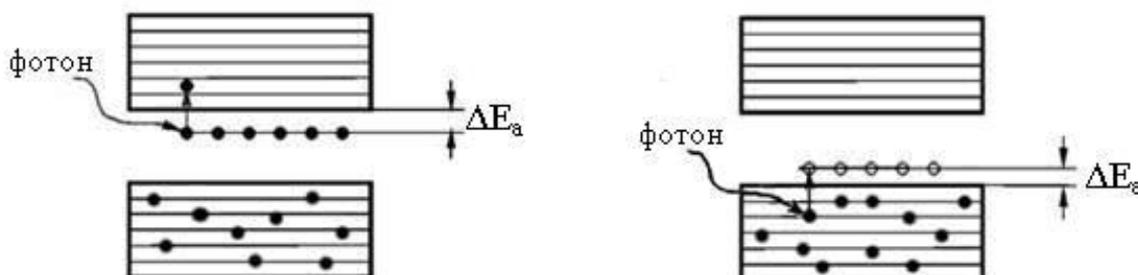


Рис. 8.4.

Очевидно, что примесная фотопроводимость возникает при условии

$$h\nu \geq \Delta E_a, \quad (8.5)$$

где  $\Delta E_a$  – энергия активации примесных атомов.

*Частоту*, соответствующую знаку равенства в выражении (8.4), называют *краем собственного поглощения*  $\nu_k$ , а в выражении (8.5) – *краем примесного поглощения*  $\nu_n$ . Край поглощения называют также *красной границей внутреннего фотоэффекта*.

Избыточные электроны и дырки, генерируемые при освещении, являются *неравновесными* носителями заряда в отличие от равновесных носителей, которые имеются в полупроводнике при данной температуре и находятся в термодинамическом равновесии с решеткой кристалла.

Дополнительная проводимость, обусловленная появлением неравновесных носителей заряда, и есть *фотопроводимость*. В случае собственного поглощения фотопроводимость равна

$$\gamma_\Phi = q_e \Delta n (\mu_n + \mu_p), \quad (8.6)$$

где  $\Delta n$  – число пар электрон-дырка, возникающих при поглощении квантов света.

При примесном поглощении появляются неравновесные носители заряда преимущественно одного типа. В общем случае  $\Delta n \neq \Delta p$  фотопроводимость определяется выражением

$$\gamma_\Phi = q_e (\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p). \quad (8.7)$$

На величину фотопроводимости влияет также время жизни носителей заряда (промежуток времени от момента генерации носителя заряда до его рекомбинации – соединения электрона и дырки), коэффициент оптического поглощения, квантовый выход внутреннего фотоэффекта (отношение числа генерируемых носителей заряда к числу поглощенных фотонов).

Из сказанного ясно, что полная электропроводность складывается из темновой и фотопроводимости:

$$\gamma = \gamma_T + \gamma_\Phi. \quad (8.8)$$

#### 4. Применение явления внутреннего фотоэффекта

На явлении внутреннего фотоэффекта основано действие фотосопротивлений. *Фоторезистором* называется полупроводниковый прибор, действие которого основано на фотопроводимости – изменении проводимости полупроводника при освещении.

Для изготовления серийных фоторезисторов используются различные типы материалов: сернистый кадмий (CdS), сернистый свинец (PbS), селенид кадмия (CdSe) и селенид свинца (PbSe). Фоторезисторы, чувствительные к инфракрасному излучению длинноволнового диапазона, изготавливают на основе соединения кадмий-ртуть-теллур и антимонида индия (InSb).

Основной областью применения фоторезисторов является автоматика, где они в некоторых случаях с успехом заменяют вакуумные и газонаполненные фотоэлементы. Обладая повышенной допустимой мощностью рассеивания по сравнению с некоторыми типами фотоэлементов, фоторезисторы позволяют создавать простые и надежные фотореле без усилителей тока. Такие фотореле незаменимы в устройствах для телеуправления, контроля и регулирования, в автоматах для разбраковки, при сортировке и счете готовой продукции, для контроля качества и готовности самых различных деталей. Широко используются фоторезисторы в полиграфической промышленности при обнаружении обрывов бумажной ленты, контроле за количеством листов, подаваемых в печатную машину. В измерительной технике фоторезисторы применяются для измерения высоких температур, для регулировки температуры в различных технологических процессах. Контроль уровня жидкости и сыпучих тел, защита персонала от входа в опасные зоны, контроль над запыленностью и задымленностью самых различных объектов, автоматические выключатели уличного освещения и турникеты в метрополитене – вот далеко не полный перечень областей использования фоторезисторов. Фоторезисторы нашли применение в радиоэлектронике, в измерительных приборах, в системах телеконтроля, а также в тепловизионной аппаратуре промышленного, медицинского и оборонного назначения.

Эксплуатация фоторезисторных устройств показывает их высокую надежность и широкие возможности. Они обладают высокой чувствительностью,

достаточно малой инерционностью, простотой конструкции, имеют незначительные габариты, долговечны в работе, обеспечивают бесконтактные измерения и контроль. Во многих случаях фоторезисторный способ получения и обработки информации дает явное преимущество по сравнению с другими способами.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схематическое устройство фоторезистора дано на рис. 8.5. На изолирующую подложку 1 помещается тонкий слой полупроводника 2 (фоточувствительный слой). По краям этого слоя нанесены металлические электроды (контакты) 3. Для предохранения фоточувствительного слоя его покрывают тонкой пленкой лака, прозрачной в области спектральной чувствительности материала. Прибор заключен в закрытый корпус с окном для света. Электроды 3 соединены с клеммами, через которые прибор включается в электрическую цепь последовательно с источником питания.

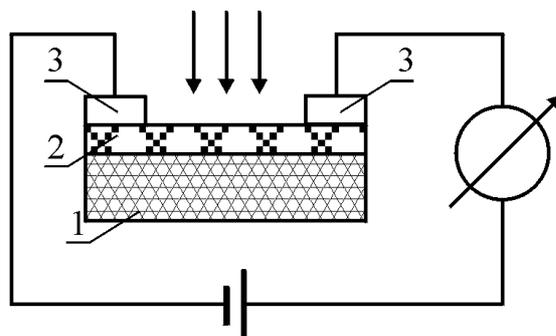


Рис. 8.5.

Основными характеристиками фоторезистора являются: вольт-амперная, световая и спектральная.

**Вольт-амперной характеристикой** называется зависимость тока, протекающего через фоторезистор, от величины приложенного напряжения при постоянном световом потоке  $I = f(U)_{\Phi = const}$ :

$$I_C = \frac{\gamma S}{l} U = \frac{(\gamma_T + \gamma_{\Phi}) S}{l} U = I_T + I_{\Phi}, \quad (8.9)$$

где  $I_C$  называется световым током;  $I_T$  – темновой ток;  $I_{\Phi}$  – фототок.

В частности, если световой поток равен нулю, то характеристика называется темновой. Из уравнения (8.9) видно, что вольт-амперная характеристика как темновая, так и при освещении является линейной, поскольку при постоянной температуре и постоянном световом потоке электропроводность не зависит от напряжения. Следует отметить, что в области обычно реализуемых освещенностей световой ток намного больше темнового, т. е.  $I_C \approx I_{\Phi}$ .

**Световой характеристикой** фоторезистора называется зависимость фототока от величины падающего светового потока при постоянном значении приложенного напряжения  $I_{\Phi} = f(\Phi)_{U=const}$ . Эту зависимость можно заменить зависимостью  $I_{\Phi}$  от освещенности  $E$ :  $I_{\Phi} = f(E)_{U=const}$ , называемой часто люкс-амперной характеристикой.

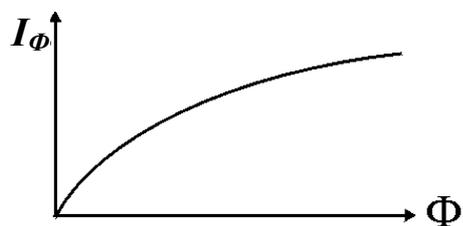


Рис. 8.6.

Световая характеристика обычно нелинейная (рис. 8.6). При больших освещенностях увеличение фототока отстает от роста светового потока, намечается тенденция к насыщению. Это объясняется тем, что при увеличении светового потока, наряду с ростом концентрации генерируемых носителей заряда (электронов и дырок), растет вероятность их рекомбинации.

**Спектральной характеристикой** называется зависимость фототока от длины волны при постоянной энергии падающего излучения  $I_{\Phi}(\lambda)_{E=const}$ .

Учитывая условие (8.4), можно сделать вывод, что фототок в собственном полупроводнике появляется лишь при частотах  $\nu > \nu_{\kappa}$  или длинах волн  $\lambda < \lambda_{\kappa}$ , где  $\lambda_{\kappa}$  – край собственного поглощения, который определяется в зависимости от ширины запрещенной зоны на основании (8.4) из соотношения

$$\frac{hc}{\lambda_{\kappa}} = \Delta E. \quad (8.10)$$

Исходя из (8.10), казалось бы, спектральная характеристика должна иметь вид ступени (рис. 8.7, кривая **а**), но такой вид она могла бы иметь лишь при абсолютном нуле. При повышении температуры тепловое движение «размывает» край собственного поглощения (рис. 8.7, кривая **б**).

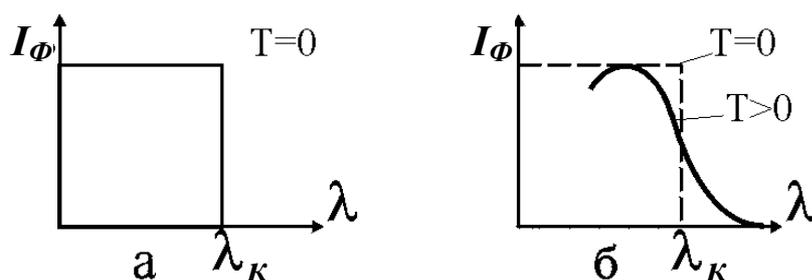


Рис. 8.7

С увеличением энергии фотона в реальной спектральной характеристике фототок быстро достигает максимума, а затем начинает уменьшаться, хотя энергии фотона более чем достаточно для возникновения фотопроводимости. Это объясняется тем, что с уменьшением длины волны растет коэффициент оптического поглощения, и вместо объемной преобладающую роль начинает играть поверхностная рекомбинация. Время жизни неравновесных носителей в таком случае становится заметно меньше, диффузия их внутрь образца затрудняется, и фототок ослабевает.

На основании условия (8.5), край примесного поглощения  $\lambda_{\text{п}}$  определяется из соотношения

$$\frac{hc}{\lambda_{\text{п}}} = \Delta E_a. \quad (8.11)$$

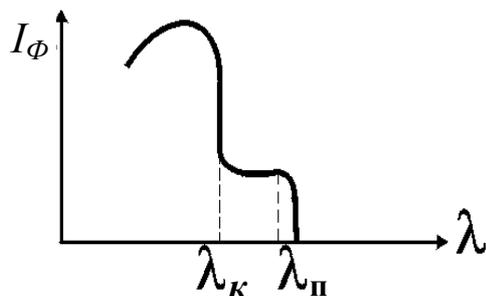


Рис. 8.8.

Так как энергия активации примеси  $\Delta E_a$  всегда меньше ширины запрещенной зоны  $\Delta E$  в собственном полупроводнике, то край примесного поглощения  $\lambda_{\text{п}}$  смещается в сторону больших длин волн относительно края собственного поглощения  $\lambda_{\text{к}}$  (рис. 8.8). Очевидно, что по спектральной характеристике, определив  $\lambda_{\text{к}}$ , можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника, из которого сделан фоторезистор, а определив  $\lambda_{\text{п}}$ , – энергию активации примеси.

Значения ширины запрещенной зоны для полупроводников, широко используемых в электронике, приведены в табл. 8.1.

Значения ширины запрещенной зоны для полупроводников, широко используемых в электронике, приведены в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Полупроводник	Ge германий	Si кремний	JnSb антимонид индия	GaAs арсенид галлия	CdS сернистый кадмий	CdSe селенид кадмия	PbSe селенид свинца
$\Delta E$ , эВ	0,72	1,12	0,17	1,42	2,42	1,70	0,41

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Электрическая принципиальная схема лабораторной установки приведена на рис. 8.9, монтажная – на рис. 8.10.

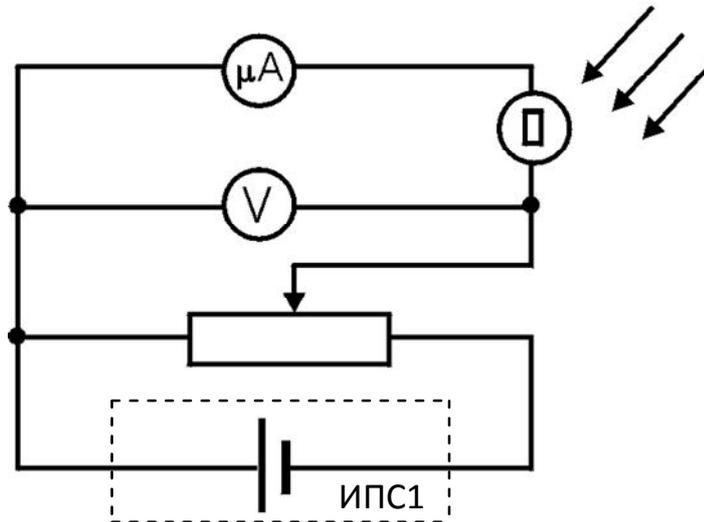


Рис. 8.9.

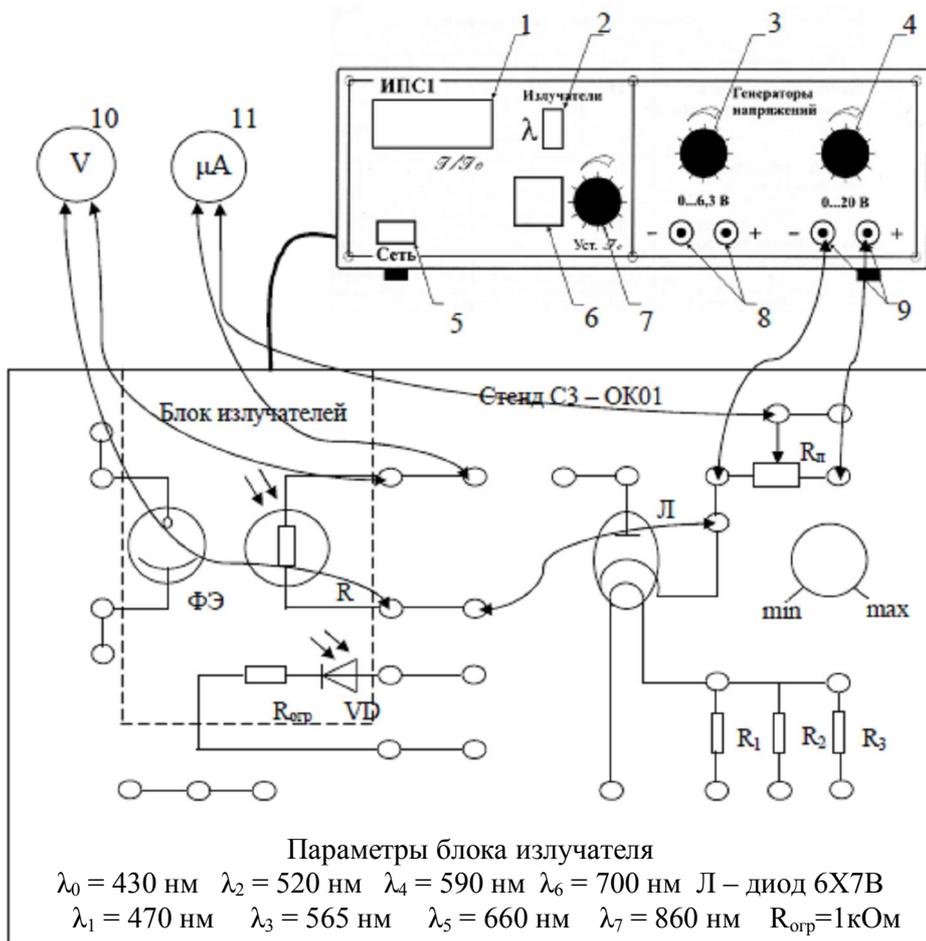


Рис. 8.10:

1 – индикатор относительной интенсивности излучения; 2 – индикатор номера излучаемой длины волны; 3 – регулятор напряжения 0...6,3 В; 4 – регулятор напряжения 0...20 В; 5 – кнопка «Сеть»; 6 – переключатель узкополосных излучателей; 7 – регулятор относительной интенсивности излучения; 8 – выходные гнезда генератора напряжения 0...6,3 В; 9 – выходные гнезда генератора напряжения 0...20 В, мультиметр в режиме вольтметра (режим ... 200 В, входы COM, V $\Omega$ ); 10 – мультиметр в режиме микроамперметра (режим ... 200  $\mu\text{A}$ , входы COM, mA).

Источником ЭДС является генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0...20 В. В качестве источников света используется набор светодиодов (кластер), излучающих в различных узких диапазонах длин волн в видимой и инфракрасной частях спектра.

Необходимо учитывать, что в лабораторной установке измеряется не абсолютная, а относительная интенсивность излучения  $J/J_0$ , где  $J_0$  – некоторая константа, задаваемая измерительным прибором. Управление работой светодиодов осуществляется с блока ИПС1 (рис. 8.10).

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите схему, приведенную на рис. 8.10.
2. Снимите семейство вольт-амперных характеристик  $I_{\Phi}(U)_{J/J_0=const}$ , для

этого:

регулятором относительной интенсивности 7 (рис. 8.10) установите  $(J/J_0)=0,5$  (**в процессе измерений эта величина должна быть постоянной!**);

переключателем 6 установите излучатель  $\lambda_2$ ;

регулятором напряжений 4 установите напряжение  $U=0$  В;

изменяя напряжение от 0 до 24 В с интервалом 2 В, измеряйте силу тока;

результаты занесите в табл. 8.2;

повторите измерения для  $\lambda_4$ , и  $\lambda_6$ .

Таблица 8.2

	$U, \text{ В}$	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$\lambda_2$	$I_{\Phi}, \text{ мкА}$													
$\lambda_4$	$I_{\Phi}, \text{ мкА}$													
$\lambda_6$	$I_{\Phi}, \text{ мкА}$													

3. Снимите семейство световых характеристик  $I_{\Phi}(J/J_0)_{U=const}$ , для этого:

установите регулятором напряжений 4 напряжение  $U=10$  В (**в процессе измерений эта величина должна быть постоянной!**);

переключателем 6 установите излучатель  $\lambda_2$ ;

регулятором относительной интенсивности 7 установите  $J/J_0 = 0$ ;

измеряйте силу тока, изменяя относительную интенсивность в интервале от 0,05 до 1,2 с шагом 0,1;

результаты занесите в табл. 8.3;

повторите измерения для  $\lambda_4$ , и  $\lambda_6$ .

Таблица 8.3

	$J/J_0$	0	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
$\lambda_2$	$I_\Phi$ , мкА														
$\lambda_4$	$I_\Phi$ , мкА														
$\lambda_6$	$I_\Phi$ , мкА														

4. Снимите спектральную характеристику фоторезистора  $I_\Phi(\lambda)_{J/J_0=const}$ ,

для этого:

установите регулятором напряжений 4 напряжение  $U=10$  В;

регулятором относительной интенсивности 7 установите  $J/J_0=0,5$  (**в процессе измерений эта величина должна быть постоянной!**);

переключателем 6 установите излучатель  $\lambda_0$  и измерьте ток фоторезистора  $I_\Phi$ ;

поочередно подключая излучатели  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$ , измеряйте соответствующий ток  $I_\Phi$ ;

результаты занесите в табл. 8.4;

запишите значения длин волн  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$  (они указаны на стенде);

Таблица 8.4

	$\lambda_0=$	$\lambda_1=$	$\lambda_2=$	$\lambda_3=$	$\lambda_4=$	$\lambda_5=$	$\lambda_6=$	$\lambda_7=$
$I_\Phi$ , мкА								

5. Установите регулятор напряжений 4 на напряжение  $U=0$  В и выключите установку.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По данным табл. 8.2 постройте семейство вольт-амперных характеристик  $I_\Phi(U)_{J/J_0=const}$  на одной координатной плоскости.

2. По данным табл. 8.3 постройте семейство световых характеристик  $I_\Phi(J/J_0)_{U=const}$  на одной координатной плоскости.

3. По данным табл. 8.4 постройте спектральную характеристику  $I_{\Phi}(\lambda)_{J/J_0 = const}$ .
4. По спектральной характеристике определите край собственного поглощения  $\lambda_k$  и край примесного поглощения  $\lambda_{п}$ , как показано на рис. 8.8.
5. Оцените ширину запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E$  по формуле (8.10) и энергию активации примеси  $\Delta E_a$  по формуле (8.11).
6. Запишите ширину запрещенной зоны полупроводника и энергию активации примеси в электрон-вольтах. С помощью табл. 8.1 определите полупроводник из которого сделан фоторезистор.
7. Сделайте выводы по результатам работы.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Что такое внутренний фотоэффект? Чем он отличается от внешнего фотоэффекта?
2. Объясните механизм возникновения фотопроводимости в собственном и примесном полупроводнике. Что такое край собственного и примесного поглощения? Какие равенства им соответствуют?
3. Что представляет собой фоторезистор? Объясните ход вольт-амперной и световой характеристик фоторезистора.
4. Объясните спектральную зависимость фототока в собственном и примесном полупроводниках. Как с помощью спектральной характеристики можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника? Энергию активации примеси?
5. Приведите примеры применения явления внутреннего фотоэффекта.

### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 7, 8, 10, 14, 15, 16-е. – М.: Академия, 2004, 2005, 2007, 2008, 2010. – Глава 31.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики: В 5 кн.. – Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учеб. пособие. – М.: Астрель; АСТ, 2003, 2004. – Глава 9.

## Лабораторная работа № 3-9

### ИЗУЧЕНИЕ ВЕНТИЛЬНОГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: ознакомиться с явлением вентильного фотоэффекта и исследовать характеристики вентильного фотоэлемента.

Оборудование: источник питания ИПС1, стенд СЗ-ОК01 с объектами исследования, мультиметры.

#### ОСНОВЫ ТЕОРИИ

##### 1. Вентильный фотоэффект в полупроводниках

Вентильный фотоэффект заключается в возникновении под действием света электродвижущей силы (фотоэдс) в  $p-n$  переходе, который образуется в области контакта полупроводников с разным типом проводимости или в области контакта полупроводника и металла. Наибольшее практическое значение имеет вентильный фотоэффект, возникающий в области контакта полупроводников с разным типом проводимости. Объяснение механизма этого явления основывается на *зонной теории*, которая опирается на квантово-механическое представление о движении электронов в атомах кристаллов твердых тел (элементы зонной теории применительно к полупроводникам и влияние света на их электрические свойства приведены в основах теории к лабораторной работе № 3-8 «Изучение внутреннего фотоэффекта»).

Практически  $p-n$  переход представляет собой область объема полупроводника, где один тип проводимости переходит в другой. Такой переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно контактную область различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при обработке кристаллов по специальным технологиям. При таком контакте полупроводников с различным типом проводимости происходит переход электронов из  $n$ -полупроводника, где их концентрация выше, в  $p$ -полупроводник, где их концентрация ниже, а дырок – в обратном направлении. В результате в контактном слое вблизи границы  $n$ -полупроводника из-за ухода электронов остается нескомпенсированный положительный объемный

заряд неподвижных ионизированных донорных атомов  $P^+$  (рис. 9.1). В  $p$ -полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизированных акцепторных атомов  $B^-$  (рис. 9.1). Эти объемные заряды образуют у границы двойной электрический слой, поле которого направленно от  $n$ -области к  $p$ -области и препятствует дальнейшему переходу электронов в направлении  $n \rightarrow p$  и дырок в направлении  $p \rightarrow n$ . Таким образом, в области границы раздела полупроводников  $p$ -типа и  $n$ -типа возникает **контактная разность потенциалов**

$U_k = \varphi_n - \varphi_p$ , препятствующая движению основных носителей, и образуется **запирающий слой** толщиной  $d$ , обедненный основными носителями заряда – электронами со стороны электронного полупроводника и дырками – со стороны дырочного полупроводника. Величина контактной разности потенциалов в полупроводниках  $U_k$  обычно составляет десятые доли вольта, (например, для германия  $U_k = 0,3 \div 0,4$  В), а толщина запирающего слоя  $d$  – величина порядка  $10^{-4} \div 10^{-5}$  см.

При освещении светом  $p$ - $n$  перехода фотоны света взаимодействуют с валентными электронами полупроводников (рис. 9.2) и передают электронам свою энергию  $\varepsilon = h\nu$ . Если энергия фотонов больше ширины запрещенной зоны основного полупроводника ( $h\nu \geq \Delta E$ ), то из валентной зоны электроны могут перебрасываться в зону проводимости, а в валентной зоне при таких переходах появляются дырки, таким образом, под действием света образуются пары электрон-дырка (этап  $a$  на рис. 9.1).

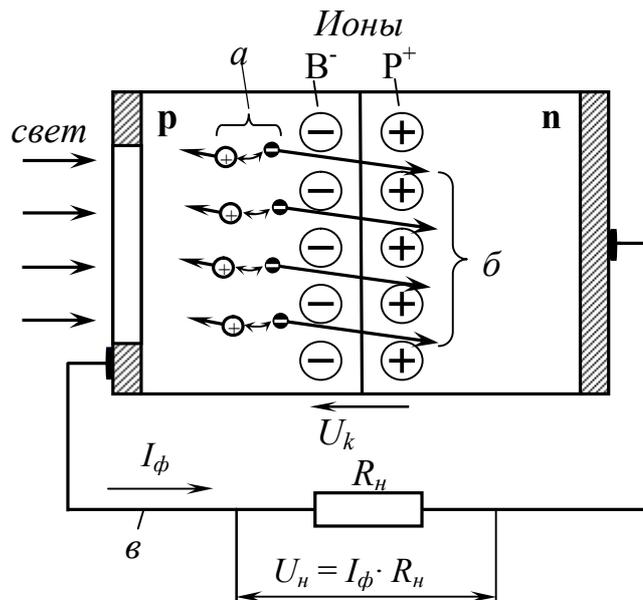


Рис. 9.1:

$a$  – генерация электронно-дырочных пар в  $p$ -области полупроводника под действием света;  $b$  – втягивание электронов в  $n$ -область полем  $p$ - $n$  перехода;  $v$  – создание фототока  $I_\phi$  во внешней цепи.

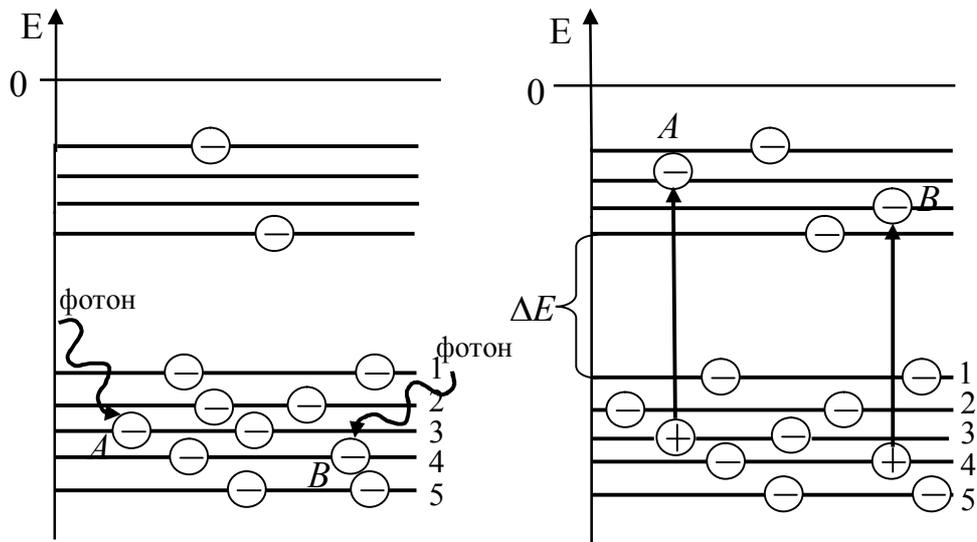


Рис. 9.2:

Переход электронов  $A$  и  $B$  с уровней 3, 4 валентной зоны в зону проводимости. В валентной зоне на уровнях 3, 4 появились дырки  $\oplus$ ,  $\Delta E$  – ширина запрещенной зоны.

Благодаря этому в  $p$ - $n$  переходе возникают дополнительные свободные носители заряда, так называемые фотоэлектроны и фотодырки (процесс, называемый внутренним фотоэффектом).

Образовавшиеся в  $p$ -области носители участвуют в тепловом движении и перемещаются в различных направлениях, в том числе и к  $p$ - $n$  переходу, однако из-за наличия контактной разности потенциалов дырки не перейдут в  $n$ -область. Электроны же, напротив, будут затягиваться полем в  $n$ -область (этап  $b$  на рис. 9.1). Этот процесс приводит к накоплению добавочных отрицательных зарядов в  $n$ -полупроводнике и положительных зарядов в  $p$ -полупроводнике, и на границах  $p$ - $n$  перехода появляется дополнительная разность потенциалов, которая и представляет собой **фотоэлектродвижущую силу (фотоэдс)  $\epsilon_{\phi}$** .

Накопление неравновесных носителей в соответствующих областях не может продолжаться беспрестанно, так как одновременно происходит уменьшение контактной разности потенциалов  $U_k$  на величину возникшей фотоэдс. Уменьшение же  $U_k$  соответствует уменьшению напряженности электрического поля в  $p$ - $n$  переходе, что ведет к ухудшению «запирающего» свойства  $p$ - $n$  перехода.

Так как между электродами фотоэлемента существует разность потенциалов, равная фотоэдс ( $\varepsilon_{\phi}$ ), то при замыкании электродов фотоэлемента коротко ( $R_n=0$ ) образованные светом носители заряда будут циркулировать в цепи, создавая фототок короткого замыкания  $I_{\phi.kз}$ . Величина фотоэдс  $\varepsilon_{\phi}$  и сила фототока короткого замыкания  $I_{\phi.kз}$  определяются концентрацией образованных светом носителей заряда, которая,

в свою очередь, зависит от освещенности фотоэлемента. Зависимости фототока  $I_{\phi.kз}$  и фотоэдс  $\varepsilon_{\phi}$  от освещенности  $E$  фотоэлемента (или от светового потока  $\Phi=E \cdot S$ , где  $S$  – площадь приемной поверхности фотоэлемента) называются **световыми характеристиками фотоэлемента** (рис. 9.3). С увеличением светового потока фотоэдс увеличивается по логарифмическому закону, и лишь в области малых световых потоков эту зависимость можно принять за линейную.

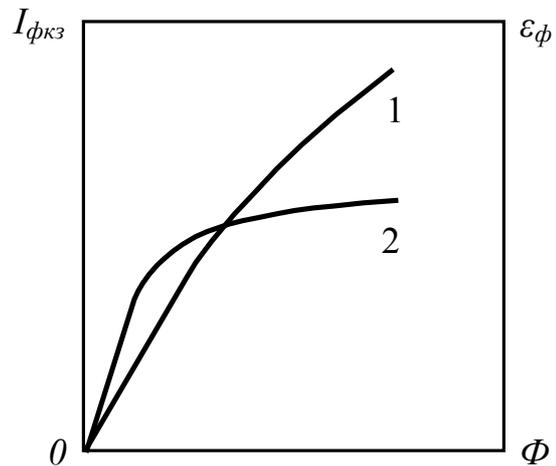


Рис. 9.3:  
световые характеристики  
фотоэлемента: 1 –  $I_{\phi.kз}(\Phi)$ ;  
2 –  $\varepsilon_{\phi}(\Phi)$ .

Из сказанного следует, что вентильный фотоэлемент позволяет осуществить непосредственное превращение лучистой энергии в электрическую, поэтому их называют также **фотогальваническими элементами**.

Для того чтобы использовать полученную электрическую энергию, нужно включить в цепь фотоэлемента нагрузочное сопротивление  $R_n$  (этап *в* на рис. 9.1), через которое будет протекать ток (фототок  $I_{\phi}$ ) и выделится полезная мощность

$$P=I_{\phi} \cdot U_n=I_{\phi}^2 \cdot R_n, \quad (9.1)$$

где  $I_{\phi}$  – сила тока в цепи фотоэлемента ( $I_{\phi} < I_{\phi.kз}$ );  $U_n$  – напряжение на контактах фотоэлемента ( $U_n < \varepsilon_{\phi}$ ).

Сила тока  $I_{\phi}$ , напряжение  $U_n$ , а следовательно, и мощность  $P$  при постоянной освещенности ( $\Phi=const$ ) определяются величиной нагрузочного сопротивления  $R_n$ .

## 2. Солнечные элементы и батареи. Общие сведения

Вентильные фотоэлементы изготавливают из селена, кремния, германия, сернистого серебра и других полупроводниковых материалов. Они находят широкое применение в автоматике, измерительной технике, счетно-решающих механизмах и других устройствах. Например, селеновые фотоэлементы, спектральная чувствительность которых близка к спектральной чувствительности человеческого глаза, используются в фотометрических приборах (экспонометрах, фотометрах и др.)

Фотогальванические элементы, предназначенные для преобразования энергии излучения солнца в электрическую энергию, называются солнечными преобразователями. *Солнечные преобразователи* – элементы солнечных батарей предназначены исключительно для работы в фотогальваническом режиме генерации тока и напряжения с оптимальным коэффициентом полезного действия преобразования энергии солнца.

В настоящее время большое значение имеют кремниевые фотоэлементы, используемые в качестве солнечных преобразователей. Они преобразуют энергию солнечных лучей в электрическую, и каждый фотоэлемент при определенной оптимальной освещенности может порождать разность потенциалов до 600 – 700 мВ, генерировать электрическую мощность до 65 мВт. При этом каждый элемент имеет площадь рабочей поверхности до нескольких квадратных сантиметров и толщину слоя до 100 мкм. Все эти элементы с помощью специальной металлической контактной сетки параллельно или последовательно соединяются между собой на большой площади (до нескольких квадратных метров), таким образом создают *солнечные батареи*, которые обладают КПД до 20%. Напряжение солнечных батарей достигает десятков вольт, а мощность – десятков киловатт. Выходная мощность батареи во многом определяется состоянием атмосферы, в частности толщиной слоев воды и озона, которые рассеивают солнечное излучение.

Недостаточно высокие значения КПД фотоэлектрических генераторов объясняется комплексом физических и конструкционных факторов, приводя-

щих к потерям энергии. Среди важнейших составляющих потерь следует отметить: потери солнечного излучения на отражение от рабочей поверхности; потери, связанные с попаданием света не на поверхность полупроводника, а на контактную сетку. Важно также отметить недостаточную чувствительность фотоэлементов в некоторых областях спектра. Существенным видом потерь являются потери носителей заряда, обусловленные поверхностной и объемной рекомбинацией генерированных светом пар носителей.

Эффективность работы солнечного элемента (батареи) оценивается совокупностью следующих условий:

1. Максимальная эффективность преобразования (КПД).

2. Большой срок службы, стабильность.

3. Высокая радиационная и термостойкость.

4. Максимальное отношение полезной площади батареи к общей, а также мощности к весу элемента.

5. Малая стоимость.

Таким образом, сравнительно невысокий КПД солнечных элементов компенсируется рядом других достоинств, определяющих область их применения. Солнечные батареи из кремниевых фотоэлементов – это основные источники питания на искусственных спутниках Земли, космических кораблях, автоматических метеостанциях. Практическое применение солнечных батарей непрерывно расширяется.

Принцип действия и устройство солнечных элементов ничем не отличается от рассмотренных фотоэлементов, работающих в фотогальваническом режиме. Однако специфические требования, которые к ним предъявляются, определяют как выбор материалов для их изготовления, так и особенности их конструкции.

Кремниевый вентиляльный фотоэлемент представляет собой вырезанную из монокристалла пластинку кремния *n*-типа, на поверхности которой путем прогрева при температуре примерно равной 1200°C в парах  $B\text{Cl}_3$  сформирована тонкая пленка кремния *p*-типа. Для создания омических контактов используют пленки Ti-Ag (иногда с добавлением Pt). На поверхности элементов при помо-

щи высокотемпературного клеящего состава крепятся стеклянные защитные покрытия, предохраняющие конструкцию от воздействия кислорода и водяных паров. Подобным образом могут быть изготовлены как мелкие отдельные элементы площадью до  $4 \text{ см}^2$ , так и крупные – до  $40 \text{ см}^2$ .

Большим достижением полупроводниковой промышленности стала разработка кремниевых фотоэлементов, обладающих КПД до 40%. Последнее важное направление в развитии солнечной энергетики – создание более дешевых и удобных фотопреобразователей: ленточных поликристаллических кремниевых панелей, тонких пленок аморфного кремния, а также использование других полупроводниковых материалов.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

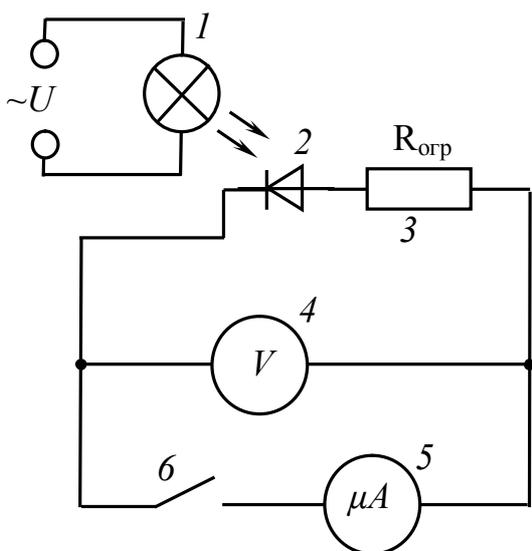


Рис. 9.4:

1 – источник света (ИПС1); 2 – вентильный фотоэлемент; 3 – ограничивающее сопротивление; 4 – вольтметр; 5 – микроамперметр; 6 – ключ.

Электрическая принципиальная схема лабораторной установки изображена на рис. 9.4, монтажная – на рис. 9.5.

В качестве источников света используется набор светодиодов (кластер), излучающих в различных узких диапазонах длин волн в видимой и инфракрасной частях спектра.

Необходимо учитывать, что в лабораторной установке измеряется не абсолютная, а относительная интенсивность излучения  $J/J_0$ , где  $J_0$  – некоторая константа, задаваемая измерительным прибором.

Управление работой светодиодов осуществляется с блока ИПС1 (рис. 9.5).

Измерение напряжения и тока на фотоэлементе производится мультиметрами 4 и 5 (рис. 9.4). Если ключ 6 разомкнут, то фотоэлемент работает в режиме холостого хода, если замкнут – в режиме нагрузки.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите рабочую установку по схеме рис. 9.5.

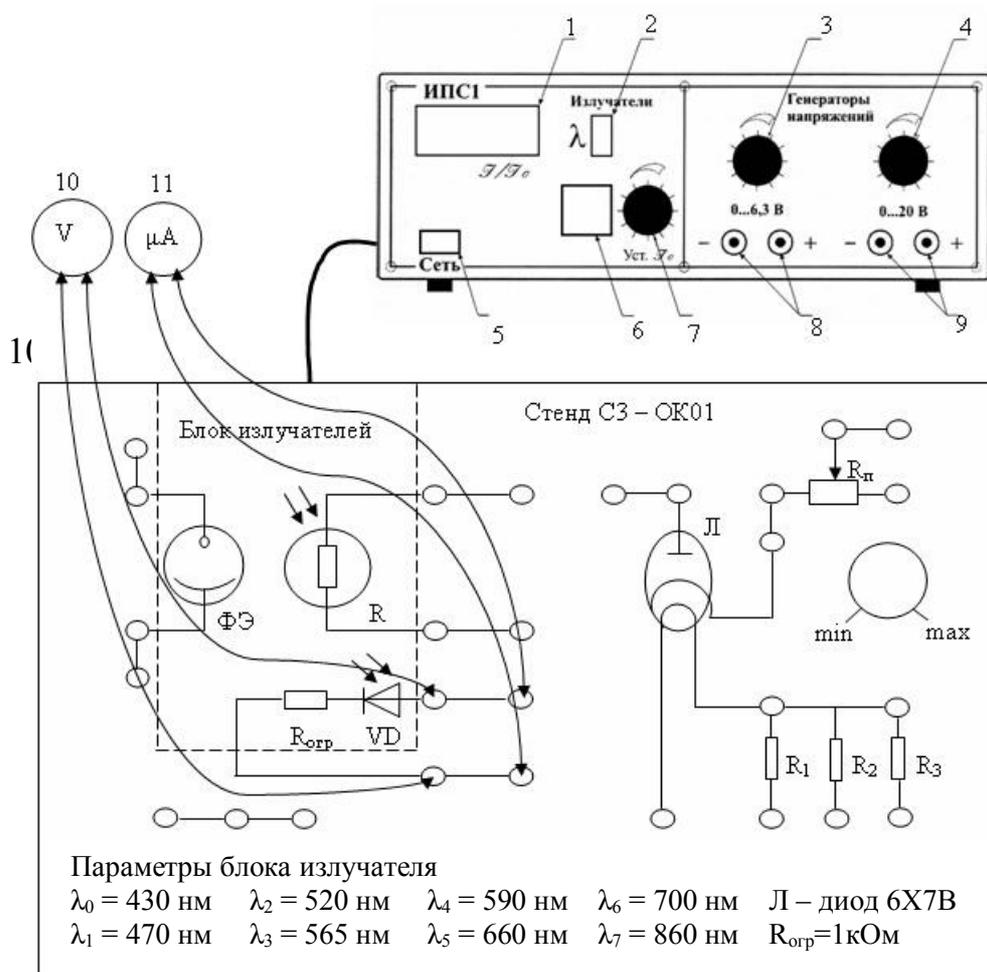


Рис. 9.5:

1 – индикатор относительной интенсивности излучения; 2 – индикатор номера излучаемой длины волны; 3 – регулятор напряжения 0...6,3 В; 4 – регулятор напряжения 0...20 В; 5 – кнопка «Сеть»; 6 – переключатель узкополосных излучателей; 7 – регулятор относительной интенсивности излучения; 8 – выходные гнезда генератора напряжения 0...6,3 В; 9 – выходные гнезда генератора напряжения 0...20 В; 10 – мультиметр в режиме вольтметра (режим  $\dots 2 \text{ В}$ , входы  $\text{СОМ}$ ,  $\text{V}\Omega$ ); 11 – мультиметр в режиме микроамперметра (режим  $\dots 20 \mu\text{А}$ , входы  $\text{СОМ}$ ,  $\text{mA}$ ).

2. Включите осветитель ИПС1 кнопкой «Сеть».

3. Снимите **спектральные зависимости** фототока  $I_f(\lambda)$  и фотоэдс  $\varepsilon(\lambda)$ .

Для этого: установите ручкой 7 на ИПС1 (рис. 9.5) максимальную относительную интенсивность  $J/J_0=1,2$  (**в процессе измерений эта величина должна быть постоянной!**); переключателем 6 (рис. 9.5) установите излучатель  $\lambda_0$  и

измерьте значение фототока  $I_\phi$ ; разомкните цепь, вынув из гнезда один из проводов, соединяющий стенд с микроамперметром, и измерьте значение фотоэдс  $\varepsilon_\phi$ ; результаты измерений занесите в табл. 9.1; повторите измерения для всех источников  $\lambda_1 - \lambda_7$ ; запишите в табл. 9.1 значения длин волн  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$  (они указаны на стенде).

Таблица 9.1

	$\lambda_0=$	$\lambda_1=$	$\lambda_2=$	$\lambda_3=$	$\lambda_4=$	$\lambda_5=$	$\lambda_6=$	$\lambda_7=$
$I_\phi$ , мкА								
$\varepsilon_\phi$ , В								
$P$ , мкВт								

4. Снимите **световые характеристики** фототока  $I_\phi(J/J_0)$  и фотоэдс  $\varepsilon(J/J_0)$  для двух длин волн по заданию преподавателя в пределах  $\lambda_4 \div \lambda_7$ . Для этого: кнопкой 6 установите заданный излучатель; ручкой 7 установите относительную интенсивность  $J/J_0=0$ ; измерьте значения фототока  $I_\phi$ ; разомкните цепь, вынув из гнезда один из проводов, соединяющий стенд с микроамперметром, и измерьте значение фотоэдс  $\varepsilon_\phi$ , результаты измерений занесите в табл. 9.2; изменяя относительную интенсивность  $J/J_0$  с шагом 0,1 до максимального значения, измеряйте соответствующие значения фототока и фотоэдс, результаты измерений занесите в табл. 9.2; повторите измерения для другой длины волны.

Таблица 9.2

	$\lambda =$			$\lambda =$		
$J/J_0$	$I_\phi$ , мкА	$\varepsilon$ , В	$P$ , мкВт	$I_\phi$ , мкА	$\varepsilon$ , В	$P$ , мкВт
0						
0,1						
0,2						
...						

5. Выключите установку кнопкой «Сеть».

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Рассчитайте мощность вентильного фотоэлемента  $P=\varepsilon_\phi \cdot I_\phi$  в различных режимах (для каждого измерения) и результаты занесите в табл. 9.1 и 9.2.

2. По данным табл. 9.1 постройте спектральные зависимости фототока  $I_\phi(\lambda)$ , фотоэдс  $\varepsilon_\phi(\lambda)$ , и мощности фотоэлемента  $P(\lambda)$ .

3. По данным табл. 9.2 постройте световые характеристики фототока  $I_{\phi}(J/J_0)$ , фотоэдс  $\varepsilon_{\phi}(J/J_0)$  и мощности фотоэлемента  $P(J/J_0)$  для двух заданных длин волн.

4. Сделайте вывод о характере изменения величин  $I_{\phi}$ ,  $\varepsilon_{\phi}$  и  $P$  в зависимости от длины волны источника и относительной интенсивности излучения.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Что такое вентильный фотоэффект?
2. Объясните происхождение «запирающего» слоя в области р-п перехода.
3. Объясните условие и механизм возникновения фотоэдс.
4. Объясните спектральные и световые характеристики фотоэлемента. Для чего используются вентильные фотоэлементы?
5. Объясните устройство и принцип работы солнечного элемента. Каковы достоинства и недостатки солнечных батарей?

### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ/ Т.И. Трофимова.-8-15-е изд., стер.- М.: Высш. шк., 2005-2010. – § 204, 240-244, 249.
2. Курс физики: учеб. пособие для студ. вузов / А. А. Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008. – § 43.1-43.6, 44.3.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 т. – Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: Учебное пособие для вузов. – М.: Астрель: АСТ, 2011. – § 8.2, 8.6, 9.3, 9.6.

## Лабораторная работа № 3-10

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ БЕТА-СПЕКТРА ПО ТОЛЩИНЕ СЛОЯ ПОЛОВИННОГО ОСЛАБЛЕНИЯ

Цель работы: определить слой половинного ослабления бета-лучей в алюминии. Определить максимальную энергию бета-спектра.

Оборудование: установка для изучения бета-радиоактивности ФПК-05, набор поглотителей – пластинок алюминия.

#### ОСНОВЫ ТЕОРИИ

##### 1. Особенности бета-распада

**Радиоактивностью** называется способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) распадаться и превращаться в ядра атомов другого элемента, с испусканием альфа-, бета- и гамма- лучей и других частиц (протонов, нейтронов).

**Бета-излучение (бета-лучи, или поток бета-частиц)** – поток электронов или позитронов, испускаемых при радиоактивном **бета-распаде** ядер некоторых атомов. Электроны или позитроны образуются в ядре при превращении нейтрона в протон или протона в нейтрон. **Позитрон** (условное обозначение  ${}_{+1}^0e$ ) является античастицей для электрона, т.е. имеет массу равную массе электрона и положительный заряд равный по модулю заряду электрона.

**Бета-распадом** называется самопроизвольное превращение ядра с испусканием бета-частицы, в результате чего ядро-продукт будет иметь то же массовое число, а заряд его будет отличаться от заряда исходного ядра на единицу. Известно три типа бета-распадов: электронный бета-распад ( $\beta^-$ -распад), позитронный бета-распад ( $\beta^+$ -распад) и электронный захват ( $e$ -захват):



Главной особенностью  $\beta$ -распада является то, что он обусловлен слабым взаимодействием.

Бета-распад, как и альфа-распад, происходит между дискретными состояниями начального ( $A, Z$ ) и конечного ( $A, Z \pm 1$ ) ядер. Поэтому долгое время после открытия явления  $\beta$ -распада было непонятно, почему, в отличие от альфа-частиц, энергетический спектр которых линейчатый, бета-частицы (электроны и позитроны, вылетающие из ядра) имеют сплошные энергетические спектры, а не дискретные, как спектры  $\alpha$ -частиц.

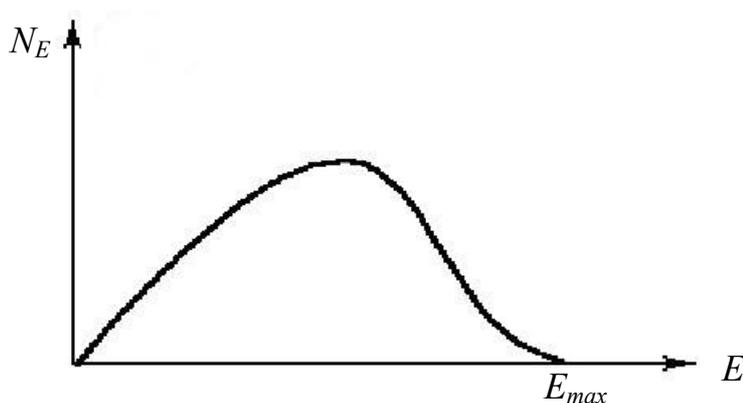


Рис. 10.1.

Типичный для всех изотопов энергетический спектр приведен на рис. 10.1, он представляет собой кривую распределения  $\beta$ -частиц по энергиям ( $N_E$  — число частиц, обладающих одинаковой энергией  $E$ ). Экспериментально было определено, что бета-частицы, вылетевшие из ядер, имеют различные начальные скорости, следовательно, при бета-распаде какого-либо изотопа испускаются бета-частицы самых различных энергий, величина энергии каждой частицы может быть любой, но не более  $E_{max}$ , которая называется **максимальной энергией бета-спектра** и является характеристикой данного изотопа.

Объяснение непрерывного характера  $\beta$ -спектра было дано В. Паули, который высказал предположение о том, что при  $\beta$ -распаде вместе с электроном рождается еще одна частица с массой много меньшей массы электрона, т.е.  $\beta$ -распад — трехчастичный процесс. В конечном состоянии образуется ядро ( $A, Z \pm 1$ ), электрон (или позитрон) и легкая нейтральная частица — **нейтрино** при  $\beta^+$ -распаде (обозначается  ${}^0_0\nu_e$ ), или **антинейтрино** при  $\beta^-$ -распаде (обозначается  ${}^0_0\bar{\nu}_e$ ). Энергия, выделяющаяся при бета-распаде ядра, распределяется между электроном и антинейтрино, причем сумма энергий обеих частиц равна

$E_{max}$ . В одних актах распада бóльшую энергию получает антинейтрино, в других – электрон. Распределение энергии между частицами происходит каждый раз случайным образом. В граничной точке на кривой энергетического спектра  $\beta$ -частиц (рис. 10.1), где энергия электрона равна  $E_{max}$ , вся энергия распада уносится электроном, а энергия антинейтрино равна нулю. Такое распределение энергии  $\beta$ -распада между электроном и антинейтрино приводит к непрерывному энергетическому спектру  $\beta$ -частиц.

При  $\beta$ -распаде, как правило, возникает  $\gamma$ -излучение. На примере энергетической диаграммы  $\beta$ -распада

кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{60}$  (рис. 10.2)

видно, что ядро-продукт находится после распада в возбужденном состоянии и при переходе его в нормальное состояние

испускаются гамма-кванты с определенными энергиями. Следовательно, энергетический спектр гамма-квантов,

сопровождающих бета-распад, линейчатый и испускаются гамма-кванты не исходным ядром, а ядром-продуктом.

Следовательно, энергетический спектр гамма-квантов, сопровождающих бета-распад, линейчатый и испускаются гамма-кванты не исходным ядром, а ядром-продуктом.

сопровождающих бета-распад, линейчатый и испускаются гамма-кванты не исходным ядром, а ядром-продуктом.

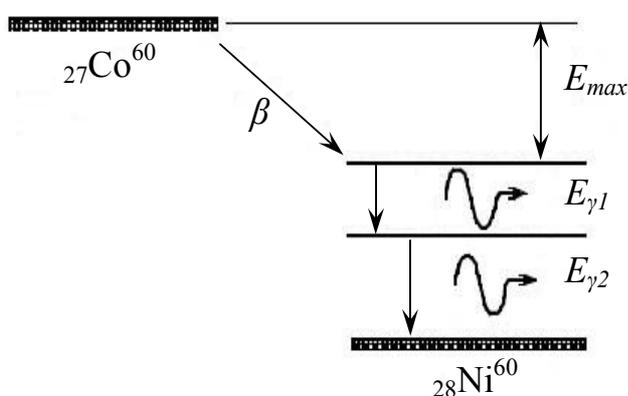


Рис. 10.2

## 2. Взаимодействие бета-излучения с веществом

Бета-частицы (быстрые электроны или позитроны), испущенные ядрами при распаде, движутся в веществе, испытывая взаимодействие с электронными оболочками атомов и атомными ядрами среды. При упругом соударении электрона с атомами среды электрон изменяет направление и скорость движения, но суммарная кинетическая энергия электрона и атома не меняется. Так как масса электрона значительно меньше массы атома, передаваемой атому кинетической энергией можно пренебречь, т.е. при упругом рассеянии электроны не отдают энергию атомам среды.

При неупругих соударениях за счет кинетической энергии электронов происходит возбуждение или ионизация атомов среды. Потери энергии электронов на ионизацию и возбуждение атомов среды называют **ионизационными потерями**.

Кроме ионизационных потерь энергии, взаимодействие быстрых электронов с кулоновским полем атомных ядер приводит к торможению электронов с испусканием тормозного излучения, т.е. возникают **радиационные потери** энергии.

Таким образом, при взаимодействии бета-электронов с атомами вещества бета-частицы за счет ионизационных и радиационных потерь тормозятся до тепловых скоростей, поглощаются веществом и выбывают из распространяющегося пучка.

Обозначим  $N_0$  число бета-частиц, падающих параллельным пучком на вещество. После прохождения слоя вещества толщиной  $d$  в пучке остается  $N$  бета-частиц (рис.10.3). Закон поглощения имеет вид:

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu d}, \quad (10.4)$$

где  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления бета-частиц в данном веществе.

Если толщина вещества  $d$  такова, что  $N/N_0 = 0,5$ , то из уравнения (10.4) следует, что

$$d = d_{0,5} = \ln 2 / \mu. \quad (10.5)$$

Следовательно, мишень толщиной  $d=d_{0,5}$  ослабляет интенсивность пучка бета-частиц в 2 раза. Величину  $d_{0,5}$  называют **слоем половинного ослабления** бета-частиц в веществе. Она является характеристикой данного вещества и зависит только от максимальной энергии бета-частиц  $E_{max}$ .

Бета-частицы поглощаются веществом слабее альфа-частиц. Так, если пробег альфа-частиц в воздухе достигает 10 см, то бета-частицы проходят в воздухе десятки метров. Слой половинного ослабления бета-частиц с максимальной энергией бета-спектра 2 МэВ составляет: для алюминия 0,5 мм, для

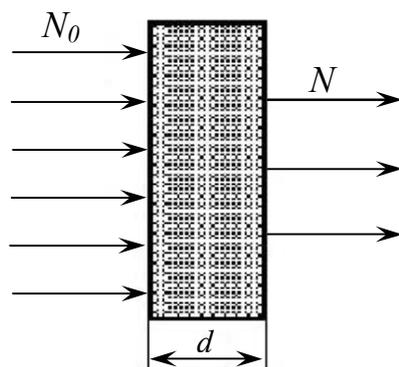


Рис. 10.3.

латуни – 0,16 мм. Таким образом, слой латуни толщиной 1,5-2 мм практически полностью поглощает все падающие на него бета-частицы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе слой половинного ослабления определяется **методом поглощения**. Толщина слоя половинного ослабления  $d_{0,5}$  определяется путем построения кривой поглощения бета-частиц, т.е. зависимости интенсивности прошедшего  $\beta$ -излучения (скорости счета  $N$  бета-частиц) от толщины слоя  $d$  поглотителя. Для построения кривой поглощения используется установка, общий вид которой приведен на рис. 10.4.

Установка состоит из двух блоков: блока детектирования (БД) и прибора пересчета импульсов (ППИ), соединенных между собой кабелем. Блок детектирования содержит источник  $\beta$ -частиц (1), счетчик  $\beta$ -частиц (2) и набор алюминиевых пластин (3) с указанной на них толщиной поглотителя в миллиметрах. Расстояние между источником и детектором можно регулировать, перемещая источник вдоль скамьи (4). Нужная толщина фильтра достигается путем ввода/вывода пластин в кассету.



Рис. 10.4.

Принцип действия установки основан на регистрации бета-частиц при помощи счетчиков ионизированного излучения. Бетта-частицы ионизируют газ,

которым наполнен счетчик и вызывают кратковременные разряды (импульсы), регистрируемые установкой.

Прибор пересчета импульсов имеет табло с индикаторами: «количество частиц» – показывает число зарегистрированных частиц, индикатор «секунды» – показывает текущее время измерения, и следующие кнопки управления: «Сеть» – осуществляет включение напряжения питания счетчика 220 В (на задней панели прибора); «Пуск» – включает таймер и отсчет измеряемых импульсов одновременно; «Стоп» – одновременная их остановка; «Сброс» – обнуляет их показания; «Время, сек» – установка необходимого времени измерения.

Помещая между источником бета-частиц и счетчиком алюминиевые поглотители разной толщины  $d$  и измеряя интенсивность прошедшего бета-излучения, снимаем кривую поглощения. Логарифмируя закон поглощения (10.4) и учитывая (10.5), получим:

$$\ln(N) = -(\ln 2/d_{0,5}) \cdot d + \ln(N_0). \quad (10.6)$$

Из выражения (10.6) видно, что логарифм скорости счета является линейной функцией толщины поглотителя  $d$ , причем толщина слоя половинного ослабления  $d_{0,5}$  бета-частиц в веществе обратно пропорциональна угловому коэффициенту  $A = -(\ln 2/d_{0,5})$  линейной зависимости  $\ln(N) = f(d)$ .

Практически слой половинного ослабления удобно выражать не в единицах длины (сантиметрах или миллиметрах), а в единицах **поверхностной плотности**  $\Delta_{0,5}$  (г/см<sup>2</sup> или мг/см<sup>2</sup>, т.е. указывать массу поглотителя, приходящуюся на единицу его поверхности).

$$\Delta_{0,5} = d_{0,5} \cdot \rho, \quad (10.7)$$

где  $\rho$  – объемная плотность поглотителя (для алюминия  $\rho = 2700$  мг/см<sup>3</sup>).

Удобство измерять слой половинного ослабления в единицах поверхностной плотности состоит в том, что величина  $\Delta_{0,5}$  для частиц данной энергии в различных материалах имеет одно и то же значение. Зная слой половинного ослабления  $\Delta_{0,5}$ , находим максимальную энергию бета-спектра по табл. 10.1, либо по формуле

$$E_{max} = 0,067 \cdot (\Delta_{0,5})^{0,68}, \quad (10.8)$$

где  $\Delta_{0,5}$  измеряется в мг/см<sup>2</sup>, а  $E_{max}$  – в МэВ.

Таблица 10.1

$\Delta_{0,5}$ , мг/см <sup>2</sup>	53	62	70	78	87	97	107	121	130	140	147	150
$E_{max}$ , МэВ	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,8	1,9	2,0	2,1	2,2

**Примечание.** Кроме бета-частиц, испускаемых радиоактивным источником, счетная установка регистрирует гамма-излучение, сопровождающее бета-распад, гамма-излучение почвы, стен, окружающих предметов, а также космическое излучение и собственные разряды в счетчике. Все эти добавочные импульсы составляют фон установки  $N_{\phi}$ , который надо вычитать из общей скорости счета  $N = N' - N_{\phi}$ . Фон  $N_{\phi}$  установки определяется при наличии на выходе из радиоактивного источника фильтра, полностью поглощающего бета-излучение (латунная пластинка).

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Заготовьте табл. 10.2 для записи результатов измерений.
2. Включите кнопку «Сеть», при этом должны высветиться индикаторы «Количество частиц» и «Секунды». Дайте установке прогреться 1 минуту.

Таблица 10.2

$d$ , мм	$N'$ , имп/с	$N=N'-N_{\phi}$ имп/с	$\ln(N)$

$$\langle N_{\phi} \rangle = \text{_____} \text{ имп/с}$$

3. Установите нули во всех разрядах цифровых индикаторов, нажав кнопку «Сброс».
4. Установите время измерения 10 с кнопкой «Время, сек».
5. Определить интенсивность фона  $N_{\phi}$ . Для этого установите латунный фильтр между источником и счетчиком и нажмите кнопку «Пуск». После остановки таймера снимите показания с индикатора ППИ. Это будет **фон установки**  $N_{\phi}$ . Нажмите кнопку «Сброс». Повторите измерения 5-10 раз и запишите среднее значение  $\langle N_{\phi} \rangle$ .

6. Уберите латунный фильтр и поместите между счетчиком и источником излучения одну пластинку поглотителя толщиной  $d=0,15$  мм. Нажмите кнопку «Пуск» и после остановки таймера снимите показание с индикатора ППИ. Нажмите кнопку «Сброс». Повторите измерения 5-10 раз и среднее значение  $\langle N' \rangle$  запишите в табл. 10.2.

7. Повторите измерения, добавляя по одной пластинке поглотителя, каждый раз определяя скорость счета  $\langle N' \rangle$ , доведя суммарную толщину поглотителя до 1,5 мм. Результаты занесите в табл. 10.2.

8. Выключите установку, нажав кнопку «Сеть», сдайте радиоактивный источник преподавателю или лаборанту.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычислите величины  $N = \langle N_{\phi} \rangle - \langle N' \rangle$  и  $\ln(N)$ .

2. Постройте график зависимости  $\ln(N)=f(d)$  по результатам измерений и расчетов согласно табл. 10.2. Через экспериментальные точки проведите усредняющую прямую и определите угловой коэффициент  $A$  этой прямой.

3. По величине обратного значения углового коэффициента ( $1/A$ ) построенного графика  $\ln(N)=f(d)$  вычислите толщину слоя половинного ослабления  $d_{0,5}$ , выразив его из (10.6).

5. По формуле (10.7) вычислите  $\Delta_{0,5}$ .

6. По формуле (10.8) определите максимальную энергию бета-спектра и проверьте результат на соответствие табл. 10.1.

7. Запишите результаты измерения в виде:

$$d_{0,5} = \text{_____} \text{ см,}$$

$$\Delta_{0,5} = \text{_____}, \text{ мг/см}^2,$$

$$E_{max} = \text{_____}, \text{ МэВ.}$$

8. Сделайте выводы по результатам работы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое бета-излучение? Какие бывают виды бета-распадов? Записать реакции каждого вида бета-распада.

2. Какой характер имеет спектр энергий бета-частиц? Как объяснить его происхождение? Что называют максимальной энергией бета-спектра?
3. Объясните причину возникновения гамма-излучения при бета-распаде.
4. Запишите закон ослабления  $\beta$ -излучения в веществе. Что называется слоем половинного ослабления? Какой вид имеет зависимость  $\ln(N) = f(d)$ ?
5. Каким методом определяется слой половинного ослабления в данной работе?

#### *РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 7,8,10,14,15,16-е. – М.: Академия, 2004,2005, 2007, 2008, 2010. – Глава 32. – §251-263.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 кн.: учеб. пособие. – Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Астрель; АСТ. 2003. – Глава 10.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие: рек. Мин. обр. РФ. – Изд. 18-е, стер. – М.: Академия, 2010. – 559 с.
2. Савельев, И.В. Курс общей физики: В 5 т. – Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учебное пособие для втузов. – М.: Астрель; АСТ, 2011.
3. Курс физики: учеб. пособие для студ. втузов / А.А.Детлаф, Б.М. Яворский. – Изд. 8-е, стер. – М.: Академия, 2008.
4. Епифанов, Г.И. Физика твердого тела: учеб. пособие – Изд. 4-е. – СПб.: Лань, 2011. – Глава 5.
5. Курашова, С.А. Квантовая оптика. Методические рекомендации по выполнению лабораторных работ. – СПб.: Университет ИТМО, 2016. – 66 с.
6. Электричество и магнетизм. Методические рекомендации по выполнению лабораторных работ по курсу физики с использованием лабораторного комплекса «Электричество и магнетизм». – Челябинск: Изд. ЮУрГУ, 2006. – 130 с.

**Греческий алфавит**

Α α	[альфа]	Ι ι	[йота]	Ρ ρ	[ро]
Β β	[бета]	Κ κ	[каппа]	Σ σ	[сигма]
Γ γ	[гамма]	Λ λ	[ламбда]	Τ τ	[тау]
Δ δ	[дельта]	Μ μ	[мю]	Φ φ	[фи]
Ε ε	[эпсилон]	Ν ν	[ню]	Χ χ	[хи]
Ζ ζ	[дзета]	Ξ ξ	[кси]	Υ υ	[юпсилон]
Η η	[эта]	Ο ο	[омикрон]	Ψ ψ	[пси]
Θ θ	[тэта]	Π π	[пи]	Ω ω	[омега]

**Приставки СИ для обозначения десятичных кратных и дольных единиц**

Наименование		Обозначение приставки		Множитель
		русское	международное	
<b>кратные</b>	экса	Э	E	$10^{18}$
	пета	П	P	$10^{15}$
	тера	Т	T	$10^{12}$
	гига	Г	G	$10^9$
	мега	М	M	$10^6$
	кило	к	k	$10^3$
	гекто	г	h	$10^2$
дека	да	da	$10^1$	
<b>дольные</b>	деци	д	d	$10^{-1}$
	санти	с	c	$10^{-2}$
	милли	м	m	$10^{-3}$
	микро	мк	μ	$10^{-6}$
	нано	н	n	$10^{-9}$
	пико	п	p	$10^{-12}$
	фемто	ф	f	$10^{-15}$
	атто	а	a	$10^{-18}$

**Значение некоторых физических постоянных**

Заряд электрона	$e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса покоя электрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса покоя протона	$m_p = 1,6725 \cdot 10^{-27}$ кг
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,6747 \cdot 10^{-27}$ кг
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Скорость света в вакууме	$c = 3 \cdot 10^8$ м/с
Постоянная Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Постоянная Планка	$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Ридберга	$R = 1,10 \cdot 10^7$ м <sup>-1</sup>

Образец отчета (заготовки отчета) лабораторной работы  
**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № \_\_\_\_\_**  
**(тема)** \_\_\_\_\_

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:**.....  
**ОБОРУДОВАНИЕ:**.....

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ**

*(конспект теоретического материала)*

.....  
.....

**СХЕМА УСТАНОВКИ:** *(чертеж выполняется карандашом с помощью чертежных принадлежностей)*

**РАБОЧИЕ ФОРМУЛЫ:**

.....  
.....

**РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ** *(таблица, дополнительные данные).*


**\*РАСЧЕТЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН**

*(следует привести все расчеты )*

.....

**\*РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ**.....

.....

**\*РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ**

.....

.....

Пункты, помеченные значком \*, в заготовку отчета не включаются.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

### 1. Погрешности однократных прямых измерений

Если при повторных наблюдениях получаются одинаковые значения измеряемой величины, то повторять эксперимент не имеет смысла. В этом случае погрешность определяется *точностью измерительного прибора*. Если погрешность измерения на приборе (или в паспорте) не указана, она принимается *равной цене наименьшего деления*. Погрешность многих приборов определяется классом точности. Значение класса точности  $\gamma$  выражает предельную абсолютную погрешность, выраженную в процентах от верхнего предела измерений (на данном диапазоне)

$$\gamma = \frac{\Delta x}{x_{\max}} \cdot 100\% . \quad (1)$$

Абсолютная погрешность измерения в этом случае может быть определена по формуле

$$\Delta x = \frac{\gamma \cdot x_{\max}}{100\%}, \text{ ед. изм.} \quad (2)$$

### 2. Погрешности многократных прямых измерений

Статистическую обработку результатов проводят в том случае, если при измерениях в тождественных условиях результат не повторяется. Рекомендуется следующий порядок обработки результатов.

1. Определяют приборные погрешности.
2. За результат измерений принимают среднее арифметическое результатов серии  $n$  измерений.

$$\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} \quad (3)$$

3. Определяются погрешности *отдельных измерений*

$$\Delta x_i = x_i - \langle x \rangle \quad (4)$$

4. Вычисляется *среднеквадратичное отклонение среднеарифметического значения*:

$$S_{\langle x \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_i (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}}, \quad (5)$$

5. Доверительный интервал случайной погрешности (без учета знака) находят по формуле

$$\Delta x = t_{\alpha, n-1} \cdot S_{\langle x \rangle}, \quad (6)$$

где  $t_{\alpha, n-1}$  – коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности  $\alpha$  и числа степеней свободы  $f=n-1$  находят по таблице. Доверительную вероятность обычно принимают  $\alpha = 0,95$ .

Коэффициенты Стьюдента

Число степеней свободы $f$	Надежность $\alpha$ (доверительная вероятность)							
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,999
1	1,00	1,38	2,0	3,1	6,3	12,7	32	640
2	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	32
3	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,5	13
4	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	8,6
5	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	6,9
6	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	6,0
7	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	5,4
8	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,3	2,9	5,0
9	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	4,8
14	0,69	0,87	1,1	1,3	1,8	2,1	2,6	4,1
19	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	3,9
$\infty$	0,67	0,84	1,0	1,3	1,6	2,0	2,3	3,3

6. Определяют относительную погрешность измерения:

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} 100 \% \quad (7)$$

7. Результат представляют в виде

$$x = \langle x \rangle \pm \Delta x, \text{ ед. изм.}, \quad (8)$$

$$\alpha = \dots \quad \varepsilon_x = \dots \dots \%$$

### Замечание 1

Если вычисленная случайная погрешность будет близка к погрешности прибора  $\Delta x_{np}$ , необходимо учесть совместное влияние обеих погрешностей, определив **полную абсолютную погрешность измерения**:

$$\Delta x_{\text{полн}} = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta x_{np})^2} \quad (9)$$

Если случайная погрешность будет значительно больше погрешности прибора, то последней пренебрегают.

Если же, напротив, случайная погрешность невелика, то за погрешность измерения принимают погрешность прибора.

### Замечание 2

Проводить указанную выше статистическую обработку результатов можно только для такой серии, в которой разброс результатов обусловлен случайными причинами. Если же результаты различаются вследствие целенаправленного изменения условий опыта, то усреднение результатов такой серии не имеет смысла.

## 3. Погрешности косвенных измерений

Часто оказывается, что искомая величина есть функция прямо измеряемых величин. Погрешность такой величины вычисляется через погрешности прямых измерений.

Пусть искомое значение физической величины  $W$  находится расчетом как функция прямых измерений  $x, y, \dots$ , т.е.  $W=f(x, y, \dots)$ . Погрешности  $\Delta x, \Delta y, \dots$  определены описанными выше способами.

Требуется определить погрешность  $\Delta W$  величины  $W$ , обусловленной воздействием погрешностей  $\Delta x, \Delta y, \dots$

Рекомендуется следующий порядок вычисления погрешности  $\Delta W$ .

1. Определяются **частные погрешности**, обусловленные погрешностями каждого аргумента в отдельности.

$$\Delta W_x = \frac{\partial W}{\partial x} \cdot \Delta x, \quad \Delta W_y = \frac{\partial W}{\partial y} \cdot \Delta y \quad (10)$$

2. Полная погрешность получается геометрическим суммированием частных погрешностей.

$$\Delta W = \sqrt{(\Delta W_x)^2 + (\Delta W_y)^2 + \dots} \quad (11)$$

## 4. Основные правила вычисления и записи результатов

1. Вычисления следует производить с таким числом значащих цифр, чтобы точность вычислений была на порядок выше точности измерений. Точность

вычислений ограничивается числом с наименьшим числом значащих цифр. Целые числа считаются заданными абсолютно точно (т.е. с бесконечным числом значащих цифр).

2. Необходимое число значащих цифр должны иметь и табличные величины. В противном случае при расчете погрешностей следует учитывать неточность задания этих величин.

3. В промежуточных вычислениях число значащих цифр не должно превышать больше чем на единицу число значащих цифр исходных данных, так как лишние значащие цифры, появившиеся при расчете, не повышают точности вычислений.

4. После окончания вычислений точность записи необходимо привести в соответствие с погрешностями измерений. Так, в записи числа  $20,22 \pm 0,2$  указывать сотые бессмысленно, поскольку уже десятые содержат погрешность.

5. Величина погрешности округляется до **одной значащей цифры**. Все расчеты погрешностей достаточно вести с двумя значащими цифрами. Иногда в записи погрешности оставляют две значащие цифры, если округление до одной значащей цифры заметно изменяет величину числа. (Например, округление погрешности 0,149 до 0,1 – первая значащая цифра равна единице).

6. Результат расчета измеряемой величины следует округлить так, чтобы его последний десятичный разряд **соответствовал последнему разряду погрешности**.

*Пример.*  $(3,8253 \pm 0,032)$  – промежуточный результат и  
 $(3,83 \pm 0,03)$  – окончательный результат.

## 5. Правила графической обработки результатов

При обработке результатов измерений часто пользуются графическими методами, которые служат для наглядного изображения полученных результатов, а также для различных вычислительных операций.

1. Графический материал к лабораторным работам (графики, диаграммы и т.п.) выполняется на миллиметровой бумаге карандашом с помощью чертежных принадлежностей.

2. Графики должны иметь размер не менее половины формата А4 (не менее 10×10 см), выполняться в прямоугольной системе координат с соблюдением масштаба по координатным осям.

3. Масштаб графиков должен быть удобным для построения и последующего анализа. Для этого следует брать в 1 см число измерительных единиц кратное 10 или одному из чисел ряда 1; 2; 2,5; 5. (Например: для напряжения масштаб  $m_U=10$  В/см, для силы тока –  $m_I=0,2$  А/см). Против каждой оси указывают название или символ откладываемой по оси величины, а через запятую – единицы ее измерения, причем все единицы измерения приводят в русском написании в системе СИ. Десятичный множитель масштаба, как в таблицах, относится к единицам измерения, – например, вместо 1000; 2000; 3000 ... можно указать 1; 2; 3... с общим множителем  $10^3$ , указанным перед единицей измерения.

4. Экспериментальные точки аккуратно наносят на поле графика карандашом, чтобы они были отчетливо различимы. **Координаты экспериментальных точек на осях не указывают, а линии, определяющие эти координаты, не проводят!**

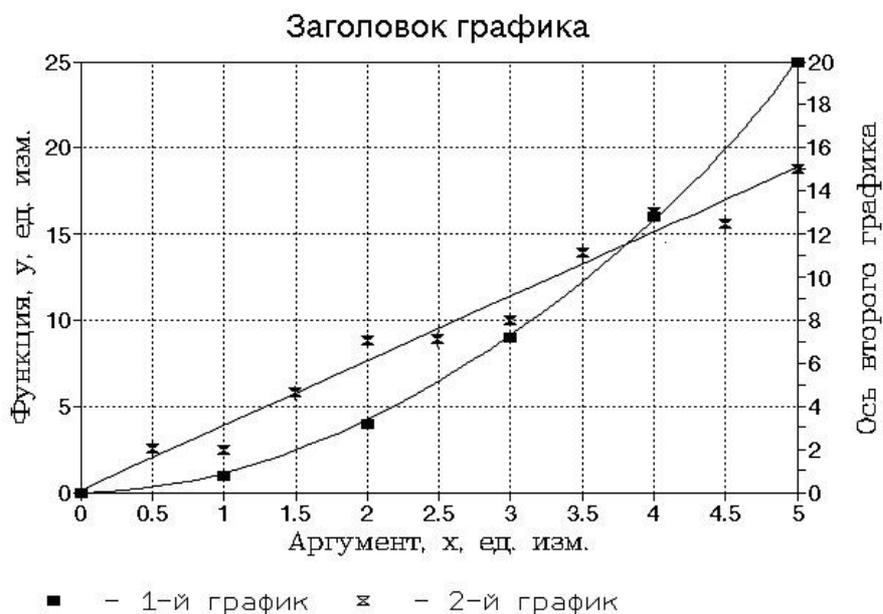


Рис. 1.

5. Экспериментальные точки не соединяются между собой ни отрезками прямой, ни произвольной кривой. Если наблюдается значительный разброс экспериментальных точек, то прямую (в случае линейной зависимости) следует

проводить не по точкам, а между ними – так, чтобы количество точек по обе стороны от нее было одинаковым (1-й график на рис. 1), а кривая (в случае нелинейной зависимости) должна быть плавной, захватывающей наибольшее количество точек или занимающей среднее положение между ними (2-й график на рис. 1), для этого удобно использовать лекало.

6. Если в одних осях строят различные зависимости, полученные, например, при измененных условиях эксперимента или на разных этапах работы, то точки таких зависимостей должны отличаться друг от друга. Их следует отмечать разными значками (квадратами, кружками, крестиками и т.п.) или наносить карандашами разного цвета.

7. Графики обязательно нужно подписывать. Подпись должна отражать содержание графика. Следует объяснить в подписи либо в основном тексте изображенные на графике линии.

### 6. Вычисление углового коэффициента прямой $y = Ax + B$ :

Выбрать две произвольные точки на оси абсцисс  $x_1$  и  $x_2$  (рис. 2).

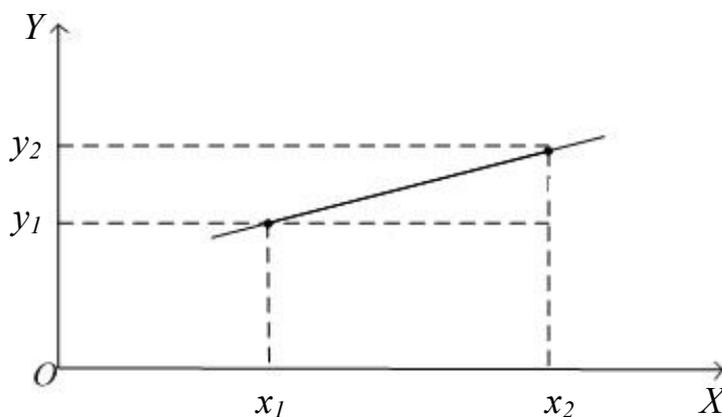


Рис. 2.

Точки  $x_1$  и  $x_2$  должны отстоять друг от друга на возможно большем расстоянии. По графику провести отсчет соответствующих значений функции  $y_1$  и  $y_2$ .

Угловой коэффициент находится по формуле:

$$A = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (12)$$

Чтобы коэффициент имел определенный физический смысл, величины  $x$  и  $y$  следует выражать в одной физической системе единиц.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	3
Методические указания для студентов .....	4
Лабораторная работа № 3-1. Изучение интерференции света на установке с бипризмой Френеля .....	8
Лабораторная работа № 3-2. Определение радиуса кривизны линзы по кольцам Ньютона .....	21
Лабораторная работа № 3-3. Определение длины волны света при помощи дифракционной решетки .....	37
Лабораторная работа № 3-4. Изучение поляризации света .....	49
Лабораторная работа № 3-5. Изучение внешнего фотоэффекта .....	60
Лабораторная работа № 3-6. Изучение спектра атома водорода и определение постоянной Ридберга .....	74
Лабораторная работа № 3-7. Изучение температурной зависимости сопротивления металла и полупроводника .....	87
Лабораторная работа № 3-8. Изучение внутреннего фотоэффекта .....	104
Лабораторная работа № 3-9. Изучение вентильного фотоэффекта .....	118
Лабораторная работа № 3-10. Определение максимальной энергии бета-спектра по толщине слоя половинного ослабления .....	128
Библиографический список .....	137
Приложение 1 .....	138
Приложение 2 .....	139
Приложение 3 .....	140

**Оксана Васильевна Зотова,**

*доцент кафедры физики АмГУ, канд. физ.-мат. наук;*

**Ирина Анатольевна Голубева,**

*доцент кафедры физики АмГУ, канд. физ.-мат. наук*

**Лабораторный практикум по физике. Часть 3. Волновая и квантовая оптика, элементы физики атома и атомного ядра. Учебное пособие.**

---

Из-во АмГУ. Подписано к печати 13.06.18. Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 8,6.  
Тираж 100. Заказ 73.

Отпечатано в типографии АмГУ.

***ДЛЯ ЗАМЕТОК***