

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ТУЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра физики

Методические указания для проведения
лабораторного практикума
по дисциплине

"Физика"

семестр 4 (оптика, атомная физика, физика твердого тела)

Для направлений подготовки:

01.03.02, 01.03.03, 04.03.01, 06.03.01, 08.03.01, 09.03.01, 09.03.02, 09.03.03,
09.03.04, 10.03.01, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.04, 13.03.02, 15.03.01, 15.03.02,
15.03.04, 15.03.05, 15.03.06, 19.03.01, 20.03.01, 21.03.02, 22.03.01, 23.03.01,
23.03.02, 23.03.03, 24.03.02, 24.03.03, 27.03.01, 27.03.02, 29.03.03, 49.03.01,
10.05.03, 11.05.01, 15.05.01, 17.05.01, 17.05.02, 21.05.04, 23.05.01, 24.05.01,
24.05.02, 24.05.06

Ю.Н.КОЛМАКОВ, С.Е.КАЖАРСКАЯ, Е.В.ЯКУНОВА, М.И.ЛАХАТОВА

Тула - 2024

Оглавление

ОПТИКА, АТОМНАЯ ФИЗИКА, ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Работа № 31. Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона.....	3
Работа № 32. Измерение длины волны света на дифракционной решётке.....	7
Работа № 33. Проверка закона Малюса	11
Работа № 34. Измерение толщины волоса дифракционным методом.....	15
Работа № 35. Определение показателя преломления прозрачной среды с помощью интерферометра Майкельсона	18
Работа № 36. Определение показателя преломления и концентрации прозрачного раствора с помощью рефрактометра Аббе	22
Работа № 37. Определение показателя преломления прозрачных сред с помощью микроскопа	26
Работа № 38. Определение фокусного расстояния собирающей линзы.....	29
Работа № 41. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника и температурного коэффициента сопротивления металла.....	33
Работа № 42. Исследование туннельного эффекта с помощью полупроводникового туннельного диода.....	39
Работа № 43. Определение ширины запирающего слоя p - n -перехода и концентрации примеси в области лавинного пробоя.....	44
Работа № 44. Изучение полупроводникового триода.....	51
Работа № 45. Исследование электрических характеристик полупроводника с помощью эффекта Холла.....	54
Работа № 46. Исследование явления гистерезиса с помощью осциллографа.....	58
Работа № 47. Определение точки Кюри.....	64
Работа № 49. Измерение высоких температур с помощью оптического пирометра....	68
Работа № 50. Снятие характеристик и определение параметров фотоэлемента	73
Работа № 51. Изучение полупроводникового фотоэлемента.....	76
Работа № 52. Определение потенциалов возбуждения и ионизации атомов газа.....	83
Работа № 54. Изучение спектра атома водорода.....	86

ВВЕДЕНИЕ

Рабочие программы предусматривают обязательное выполнение шести лабораторных работ по физике в течение 4-го семестра обучения. Эти работы выполняются по индивидуальному графику, имеющемуся в каждой лаборатории кафедры физики. Без выполнения шести работ и сдачи оформленного согласно приложенным образцам отчета по проделанным измерениям и полученным результатам студент не допускается к экзамену или зачёту по физике.

Каждый сданный отчет по одной работе оценивается в 2 балла текущей аттестации. Студент имеет право ответить на вопросы и тесты, обосновывающие теорию и методику выполняемой работы. Успешная сдача такого теоретического минимума по каждой работе оценивается также в 2 балла текущей аттестации.

Далее приведены теоретические обоснования всех лабораторных работ, выполняемых в лабораторном практикуме кафедры физики ТулГУ по различным темам курса физики, изучаемым согласно рабочим программам. Изложены минимальные сведения, необходимые для защиты выполненных лабораторных работ и успешного ответа на контрольные вопросы. В каждой работе указан порядок выполнения экспериментальных измерений, их обработки и оформления отчетов.

Работа №31. Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона

Цель работы: ознакомление с явлением интерференции в тонких пленках, определение радиуса кривизны сферической поверхности линзы интерференционным методом.

Теоретическое описание

Интерференционная картина чередующихся устойчивых максимумов и минимумов освещенности (интерференционных полос) получается при сложении когерентных лучей света, т.е. электромагнитных волн, имеющих постоянную, не зависящую от времени разность фаз, различную в разных точках.

В данной работе наблюдается интерференционная картина полос равной толщины, получаемая при делении на два луча волновой поверхности AA' монохроматического света с длиной волны λ , падающего на плоскую пленку с толщиной d и с показателем преломления n (рис.113). Плоская световая волна от удаленного источника падает на пленку под углом α . Луч 1 преломляется в точке A под углом β , отражается от нижней поверхности пленки в точке D и выходит из пленки под тем же углом α в точке B . Второй когерентный луч 2 отражается от пленки в точке B . Для образования видимой интерференционной картины складывающиеся лучи должны распространяться под малым углом друг к другу. Вышедшие из пленки лучи 1' и 2' интерферируют практически на поверхности пленки в точке B , и глаз видит интерференционную картину на поверхности пленки.

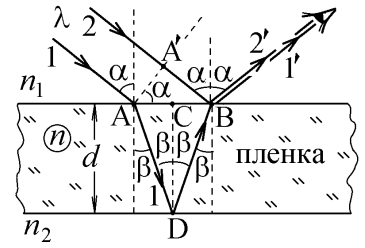


Рис.113

Оптическая длина пути луча – это произведение расстояния l , проходимого лучом, на показатель преломления среды n . Если n_1 – показатель преломления среды над пленкой, то луч 1 проходит от поверхности равных фаз AA' до точки B встречи с лучом 2 оптическую длину пути $(AD+DB) \cdot n$, а луч 2 – длину $A'B \cdot n_1$ (рис.113).

Оптическая разность хода Δ – это разность оптических длин путей интерферирующих лучей: $\Delta = (AD+DB) \cdot n - A'B \cdot n_1$. Учтем, что

$$AD = DB = CD/\cos\beta = d/\cos\beta, \text{ а } A'B = (AC + CB) \cdot \sin\alpha = 2d \operatorname{tg}\beta \cdot \sin\alpha.$$

Согласно закону преломления $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n}{n_1}$, что даёт $A'B = \frac{2dn \sin^2\beta}{n_1 \cos\beta}$. Поэтому

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos\beta} - \frac{2dn \sin^2\beta}{n_1 \cos\beta} = 2dn \cos\beta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2\beta} = 2d \sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2\alpha}. \quad (132)$$

Так как на исходной волновой поверхности AA' лучи 1 и 2 имеют одинаковые фазы, то в точках максимума освещенности выполняется условие интерференционного максимума: оптическая разность хода складывающихся монохроматических лучей равна четному числу длин полуволен: $\Delta_{\max} = 2m \cdot \lambda/2$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ (в точках интерференционных минимумов освещенности оптическая разность хода равна нечетному числу длин полуволен $\Delta_{\min} = (2m + 1)\lambda/2$).

Необходимо учесть, что при отражении от оптически более плотной среды с большим показателем преломления происходит сдвиг фазы отраженной волны на π , что приводит к изменению оптической разности хода на $\lambda/2$. Это происходит, например, если пленка находится в воздухе,

$n_1 = n_2 = 1$, и потеря полуволны наблюдается при отражении от плёнки луча 2. В таком случае условие интерференционных максимумов запишется в виде

$$\Delta_{\max} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2}.$$

В данной работе тонкой плёнкой является прослойка между стеклянной пластинкой и лежащей на ней тонкой плоско-выпуклой стеклянной линзой с радиусом R (рис.114). При этом свет от лампочки, падающий на линзу, проходит через светофильтр с полосой пропускания $\delta\lambda \approx 50 \text{ нм}$ и не совсем монохроматичен.

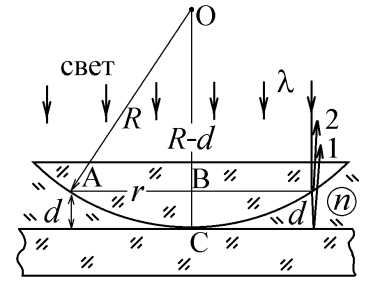


Рис.114

Условие временной когерентности $\lambda^2/\delta\lambda \geq \Delta \approx 2dn$ позволяет рассмотреть картину интерференционных полос только при очень малой

толщине плёнки $d \leq \lambda^2/2n\delta\lambda \sim 2 \text{ мкм}$. Поэтому эта картина имеет очень малый размер и наблюдается вблизи центральной точки С (рис.114) в микроскоп с коэффициентом увеличения k .

Вблизи точки С прослойку между стеклами, заполненную или воздухом, или жидкостью с показателем преломления n , можно считать почти плоской, а свет – падающим на неё практически нормально ($\alpha \approx 0$). При любом показателе преломления n ($n < n_{\text{стекла}}$ или $n > n_{\text{стекла}}$) один из лучей отражается от более плотной среды, и условие, например, интерференционных минимумов имеет вид $\Delta_{\min} = 2dn + \lambda/2 = (2m+1)\lambda/2$. Но из-за малой кривизны верхней поверхности прослойки отраженные от неё лучи 1 и 2 пересекутся не на её поверхности, а в близко расположенной точке Р внутри линзы (рис.115). Сфокусировать микроскоп на эту точку достаточно трудно, поэтому не стоит трогать ручки его регулировки, чтобы не сбить настройку.

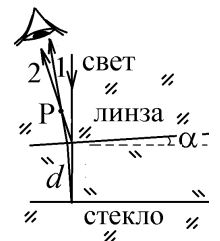


Рис.115

Наблюдаемые интерференционные полосы имеют вид колец с радиусом r (кольца Ньютона) в тех местах, где толщина прослойки d одинакова. Из прямоугольного треугольника АВО на рис.114 находим $AB^2 = AO^2 - BO^2$ или $r^2 = R^2 - (R-d)^2 \approx 2Rd$ (очень малой величиной $d^2 \sim \lambda^2$ можно пренебречь). Отсюда $2d = r^2/R$ и условие интерференционного минимума $\Delta_{\min} = r^2 n/R + \lambda/2 = (2m+1)\lambda/2$ дает величину радиусов темных колец Ньютона (минимальная освещенность):

$$r_m = \sqrt{R\lambda m/n}, \quad (133)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер кольца. В центре картины при $m = 0$ всегда окажется темное пятно. Светлые кольца (места с максимальной освещенностью) имеют радиусы $r_m = \sqrt{R\lambda(m - 1/2)/n}$.

В проходящем свете за тонкой пленкой интерференционная картина не наблюдается, поскольку разность в величине освещенности максимумов и минимумов очень мала и глаз не может различить светлые полосы на светлом фоне.

Измерить радиус кольца с помощью микроскопа затруднительно, так как при измерении невозможно точно измерить положение центра темного пятна в точке С (рис.114). Поэтому измеряют разность радиусов соседних темных колец: $r_{m+1} - r_m = \sqrt{\frac{R\lambda}{n}}(\sqrt{m+1} - \sqrt{m})$, откуда находят радиус

кривизны линзы

$$R = \frac{(r_{m+1} - r_m)^2 n}{\lambda (\sqrt{m+1} - \sqrt{m})}, \quad (134)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - номер кольца.

Установка, используемая в данной работе, схематически изображена на рис.116. Свет от источника S, пройдя через конденсорную линзу К и светофильтр G, в виде пучка параллельных лучей попадает на полупрозрачную пластинку N, расположенную под углом 45° к направлению падающих световых лучей. Отражаясь от пластинки, свет падает на линзу Л, лежащую выпуклой стороной на гладкой стеклянной пластинке П. Кольца Ньютона наблюдаются с помощью микроскопа. Измерение радиусов колец производится барабаном окуляр-микрометра М, оптическое изображение шкалы которого накладывается на картину колец Ньютона.

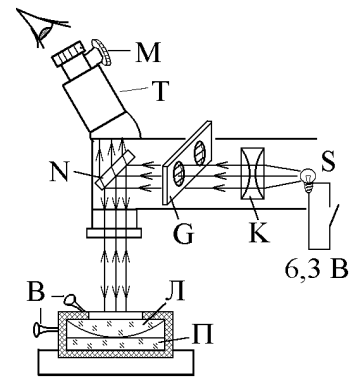


Рис.116

Порядок выполнения работы

1. Разберитесь в устройстве микроскопа.
2. Включить в сеть 6,3 В осветитель микроскопа.
3. Установить на пути луча красный светофильтр G. Поле зрения, видимое в окуляре, окрасится в красный цвет.

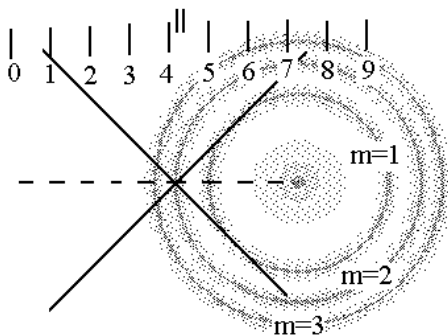


Рис.117

4. Найти кольца Ньютона в поле зрения микроскопа.
Внимание! Вертикальная ось симметрии линзы не совпадает с центром прорезанного круглого окошка. Поэтому вначале, **не прикасаясь к регулировочным винтам В**, посмотрите в окуляр микроскопа. Хорошо, если в поле зрения видна картина кольцевых полос (рис.117). Если же колец не видно и поле зрения освещено равномерно, то очень осторожно и медленно попробуйте поднимать или опускать тубус микроскопа Т **не отрывая глаз от окуляра!** Непрерывно наблюдайте в окуляр поле зрения. Если кольца появятся, хотя бы сбоку, установите тубус микроскопа так, чтобы они были видны максимально резко и

больше его не сдвигайте. После этого, не отрывая глаз от окуляра, очень осторожно винтами В выведите центр интерференционной картины (центрального темного пятна) в поле зрения так, чтобы он лежал на линии движения перекрестия, видимого в окуляр, и можно было четко видеть 5-7 темных колец с одной стороны от центра, как изображено на рис.117.

5. Измерить расстояние между темными кольцами $\Delta r = r_{m+1} - r_m$ с помощью окуляр-микрометра, неподвижная шкала которого с ценой деления 1 мм наблюдается в поле зрения микроскопа (рис.117). Кроме неподвижной шкалы в поле зрения находятся подвижное перекрестие и двойная черта, которые перемещаются по полю зрения при вращении барабана окуляр-микрометра М. Одно деление неподвижной шкалы равно 100 делениям шкалы барабана окуляр-микрометра. Для измерения надо поставить подвижное перекрестие на первое темное кольцо. Предположим, что подвижная двойная черта при этом установилась между цифрами 3 и 4, а указатель на барабане микрометрического винта М стоит против деления 65. Это значит, что точка первого темного кольца, от-

меченная перекрестием, находится на делении 3,65 окуляр-микрометра. Затем центр перекрестия надо поставить на второе темное кольцо, как показано на рис.117, и снова произвести новый отсчет. Пусть новый отсчет дает число 4,27.

Шкала окуляр-микрометра лежит в одной плоскости с действительным изображением колец Ньютона, получающимся при прохождении лучей через объектив микроскопа. Увеличение, даваемое объективом микроскопа, равно $k = 9,5$. Для получения расстояния между кольцами (в мм) следует из второго отсчета вычесть первый и результат поделить на 9.5: $r_{m+1} - r_m = \frac{4,27 - 3,65}{9,5} = 0,065$ мм

6. Такие же отсчеты определить для 3, 4 и 5-го колец. Найти расстояния между соседними кольцами.

7. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

$\lambda = \dots\dots\dots$ нм (красный светофильтр) $n = \dots\dots\dots$							
Номер кольца m	Отсчет по шкале	$r_{m+1} - r_m$, мм	R , мм	$\langle R \rangle$, мм	ΔR , мм	$\langle \Delta R \rangle$, мм	E , %
1							
2							
3							
4							
5							
$\lambda = \dots\dots\dots$ нм (зелёный светофильтр) $n = \dots\dots\dots$							
Номер кольца m	Отсчет по шкале	$r_{m+1} - r_m$, мм	R , мм	$\langle R \rangle$, мм	ΔR , мм	$\langle \Delta R \rangle$, мм	E , %
1							
2							
3							
4							
5							

8. Установить на пути луча зелёный светофильтр G (поле зрения окрасится в зелёный цвет).

9. Повторить измерения пунктов 5-7.

10. По формуле (134) вычислить радиус R линзы по измеренным расстояниям между соседними кольцами. Длина волны света λ , пропускаемого светофильтром и показатель преломления n среды между линзой и пластинкой указаны на установке.

11. Найти среднее значение этого радиуса $\langle R \rangle$, величины (модули) отклонения $\Delta R = |R - \langle R \rangle|$,

их среднюю величину $\langle \Delta R \rangle$ и относительную погрешность $E = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 31

1. Какие источники света можно считать когерентными? От каких переменных может зависеть разность фаз когерентных световых волн?

2. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода?
3. Каковы условия появления максимумов и минимумов освещенности при интерференции когерентных световых волн?
4. Нарисуйте ход лучей, интерферирующих на поверхности плоской плёнки, и сделайте вывод формулы (132) для разности хода этих лучей.
5. Почему при выводе этой формулы надо учитывать сдвиг на $\lambda/2$? В каком случае этот сдвиг учитывать не надо?
6. Что является тонкой пленкой, на которой происходит интерференция в данной работе?
7. Чему равна толщина d воздушной прослойки в том месте, где в отраженном свете наблюдается третье светлое кольцо Ньютона (см. рисунок). Свет с длиной волны $\lambda = 600$ нм падает нормально. Показатель преломления стекла $n_{\text{ст}} = 1,5$.
8. Что такое интерференционная картина и почему в данной работе она имеет вид колец Ньютона? В каком месте она возникает?
9. Почему наблюдаемая картина имеет очень малый размер? Какое условие ограничивает этот размер?
10. Прделайте вывод формулы (133) для радиуса темного кольца.
11. Можно ли, измерив радиус первого темного кольца, вычислить радиус любого темного или светлого кольца Ньютона? Каким образом?
12. Как изменится размер колец Ньютона, если переключить светофильтр и освещать линзу не красным, а зеленым светом?
13. Что произойдет с наблюдаемой картиной колец Ньютона, если воздушную прослойку между линзой и пластинкой заполнить водой?
14. Прделайте вывод конечной формулы (134). Изменится ли вид интерференционной картины, если прослойку заполнить жидкостью с показателем преломления большим, чем у стекла? Что при этом будет видно в центре картины?



Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §§85-87.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика, - изд. ТулГУ. 2010, гл.7 §§3,6.

Работа №32. Измерение длины волны на дифракционной решетке

Цель работы: изучение явления многолучевой интерференции и определение длины волны света с помощью дифракционной решётки.

Теоретическое описание

Интерференция – это процесс образования устойчивых чередующихся максимумов и минимумов освещенности, возникающих при сложении когерентных световых волн (лучей), разность фаз которых в каждой точке постоянна (не зависит от времени). В данной работе плоская световая волна падает нормально на дифракционную решетку – прозрачную пластинку, на которой

нанесены N параллельных непрозрачных штрихов. Расстояние d между ними называется постоянной решетки. Свет проходит через щели между штрихами, рассеиваясь во все стороны. Тонкая собирающая линза с фокусным расстоянием f соберет параллельные лучи, распространяющиеся под одним углом φ к направлению падающей волны, в одной точке P экрана, находящегося в фокальной плоскости линзы (рис.118). При этом луч, проходящий через центр линзы C под углом φ к её оптической оси CO не преломляется.

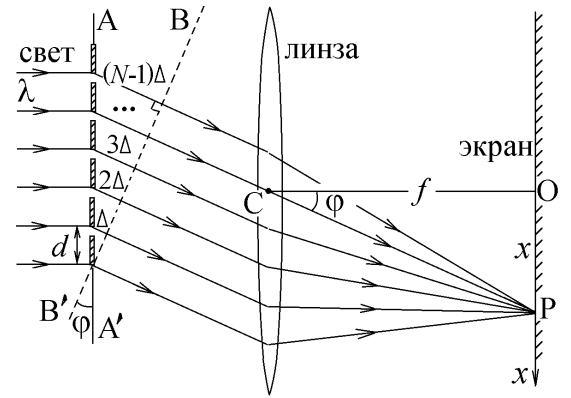


Рис.118

Для всех проходящих через линзу преломленных лучей оптическая длина путей от волновой поверхности BB' до точки наблюдения P одинакова. Поэтому разность фаз этих лучей определяется расстоянием, проходимым ими от волновой поверхности AA' падающей волны до волновой поверхности BB' преломленной волны (эти поверхности перпендикулярны к направлению распространения света).

Пусть решетка освещена практически монохроматическим светом с длиной волны λ . Луч света от каждой последующей щели проходит лишнее расстояние $\Delta = d \sin \varphi$ (рис.118), что соответствует сдвигу фазы на $\alpha = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta$. Таким образом в точке P складывается N лучей с одинаковыми по величине, но сдвинутыми по фазе на α световыми векторами:

$$\vec{E}_P = \underbrace{\vec{E}_0(\alpha_0)}_{\text{от 1-й щели}} + \underbrace{\vec{E}_0(\alpha_0 + \alpha)}_{\text{от 2-й щели}} + \underbrace{\vec{E}_0(\alpha_0 + 2\alpha)}_{\text{от 3-й щели}} + \dots + \underbrace{\vec{E}_0(\alpha_0 + (N-1)\alpha)}_{\text{от N-й щели}}.$$

Сложим эти векторы методом векторной диаграммы, соединяя точки начала A и конца B всех векторов \vec{E}_0 , образующих окружность радиуса R с центром в точке O . Как видно из рис.119, отрезки $E_0/2 = AC = R \sin(\alpha/2)$ и $E_P/2 = AD = R \sin(N\alpha/2)$ будут катетами треугольников ACO и ADO , откуда $\frac{E_P}{E_0} = \frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)}$. Интенсивность световой волны или освещенность экрана в том месте, куда она попадает, пропорциональна квадрату её светового вектора $I \sim \vec{E}^2$. Получаем зависимость интенсивности света, прошедшего через дифракционную решетку от угла рассеяния φ :

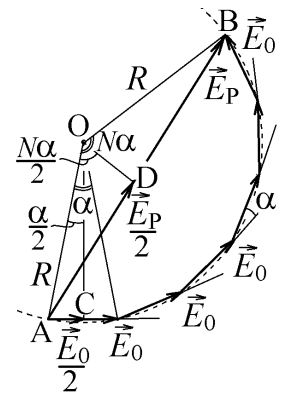


Рис.119

$$I = I_0 \frac{\sin^2(N\alpha/2)}{\sin^2(\alpha/2)}, \quad \text{где } \alpha = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda}, \quad (135)$$

Главные интерференционные максимумы соответствуют нулевым величинам знаменателя этого выражения при $\alpha/2 = \pi m$ или $d \sin \varphi = m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ (136)

При этом числитель выражения (135) также равен нулю. Используя правило Лопиталя, получаем величину максимальной интенсивности $I_{\max} = N^2 I_0$, которая создаёт за решеткой очень уз-

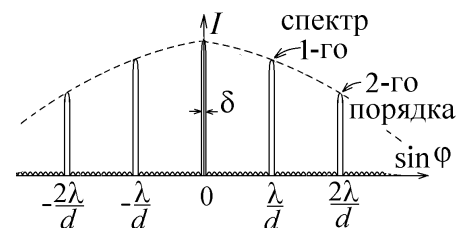


Рис.120

кие и яркие линии - спектры m -го порядка (рис.120). Величина I_0 интенсивности света, прошедшего

через одну щель, будет уменьшаться при увеличении угла φ из-за явления дифракции света на щели. Поэтому спектры более высокого порядка имеют меньшую интенсивность.

Соседние главные интерференционные максимумы разделены практически не освещенной областью, в которой находится $N-1$ минимумов освещенности, соответствующих нулевому числителю выражения (135) при ненулевом знаменателе, когда $d \sin \varphi = m\lambda/N$, m – целые числа, не равные $0, \pm N, \pm 2N, \pm 3N, \dots$. Поэтому ширина наблюдаемых спектров δ уменьшается при увеличении числа освещенных щелей решетки (рис.120).

В данной работе в качестве источника света используется лампа накаливания дающая “белый” свет с разными длинами волн λ от фиолетового до красного. Углы, под которыми наблюдаются максимумы разного цвета (136) не совпадают, и за решеткой видны радужные полосы (рис.121) (центральный спектр 0-го порядка, остается “белым”).

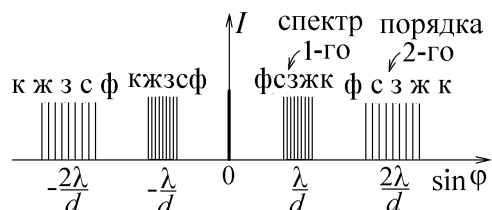


Рис.121

В качестве линзы используется хрусталик глаза наблюдателя, фокусирующий спектр на сетчатке глаза (рис.122). Лучи света от лампы, отклоняемые дифракционной решеткой под углом φ , создают изображение спектра в точке А сетчатки. Но глаз пытается рассмотреть щель в непрозрачной диафрагме, через которую

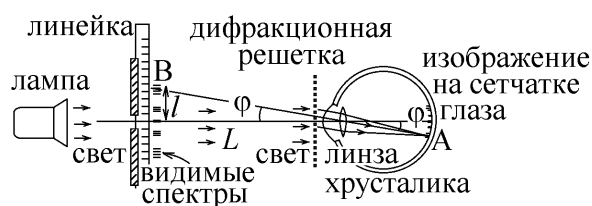


Рис.122

проходят лучи света от лампы, и которая расположена на линейке, находящейся на удалении L . Глаз аккомодирован на это расстояние. Изображение спектра он увидит на таком же расстоянии в точке В линейки, которая в данном эксперименте будет экраном. Линия АВ проходит через центр линзы-хрусталика и наклонена под углом φ к оси симметрии. На рис.122 видно, что координата l наблюдаемого спектра m -го порядка может быть вычислена как $l = L \cdot \operatorname{tg} \varphi$. Угол φ очень мал и можно считать, что согласно (136) $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi = m\lambda/d$. Приходим к соотношению, позволяющему вычислить длину волны участка спектра любого цвета:

$$\lambda = \frac{ld}{mL} \quad (137)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить установку в сеть.
2. Приблизив глаз к дифракционной решётке, повернуть шкалу-линейку с прорезанной щелью и дифракционной решёткой и направить её на источник света так, чтобы на линейке по обе стороны от щели были видны интерференционные спектры 1-го и 2-го порядков (см. рис.122).
3. Замерить расстояние L от линейки до дифракционной решётки.
4. Замерить расстояние l от середины центрального максимума до середины максимума $m=1$ -го порядка синего цвета вначале слева от щели, а потом справа от щели.
5. По формуле (137) вычислить два значения длины волны λ синего цвета по двум измеренным расстояниям.
6. Замерить расстояние l до середины максимума $m=2$ -го порядка синего цвета сначала слева, а потом справа от щели и согласно (137) вычислить соответствующие им длины волн λ . Полученные данные занести в таблицу.

$L = \dots\dots\dots$ см

Цвет	m		l , см	λ , нм	$\langle \lambda \rangle$, нм	$\Delta \lambda$, нм	$\langle \Delta \lambda \rangle$, нм	E , %
синий	1	слева						
		справа						
	2	слева						
		справа						
зеленый	1	слева						
		справа						
	2	слева						
		справа						
красный	1	слева						
		справа						
	2	слева						
		справа						
жёлтый	1	слева						
		справа						
	2	слева						
		справа						

7. Аналогичные измерения провести для желтого, зеленого и красного цветов по указанию преподавателя.

8. Вычислить среднее значение $\langle \lambda \rangle$ для всех полученных длин волн одного цвета. Рассчитать величины (модули) их отклонения от среднего значения $\Delta \lambda = |\lambda - \langle \lambda \rangle|$, а также среднюю величину такого отклонения $\langle \Delta \lambda \rangle$ и относительную погрешность $E = \frac{\langle \Delta \lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 32

1. В чем заключается явление интерференции, что называется интерференционной картиной и при каких условиях она наблюдается?
2. Почему на экране не появится интерференционной картины, если на него направить лучи света от двух фонарей, пропущенные через один и тот же светофильтр?
3. Что является когерентными источниками света в данной работе? От чего зависит разность хода лучей, испускаемых этими источниками?
4. Сделайте вывод распределения интенсивности света за дифракционной решеткой (135) и получите условия интерференционных максимумов (136) и минимумов на дифракционной решётке.
5. На дифракционную решетку с постоянной $d = 2$ мкм нормально падает свет с длиной волны $\lambda = 600$ нм. Сколько интерференционных максимумов (спектров) можно наблюдать за решеткой?
6. Почему в данной работе наблюдаются не отдельные узкие линии спектров, а протяжённые радужные полосы? Чем обусловлен порядок цветов в каждой такой полоске?
7. Почему наблюдаемые в работе полосы спектров более высокого порядка имеют бо́льшую ширину, а их интенсивность, наоборот, уменьшается?

8. Почему центральная полоса спектра нулевого порядка имеет тот же цвет, что и свет, испускаемый лампой?
9. Будут ли полосы спектров более высокого порядка перекрываться, образуя сплошную разноцветную полосу без промежутков? Начиная со спектра какого порядка m произойдёт это перекрывание?
10. Почему, если передвинуть линейку и произвольно изменить расстояние L , глаз по-прежнему увидит четкие изображения радужных полосок-спектров на ней?
11. Прodelайте и объясните вывод расчётной формулы (137) для определения λ .
12. Расстояние $L = 50$ см (рис.122). Найдите ширину радужной полосы спектра 2-го порядка на линейке, если постоянная решётки $d = 4$ мкм.

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §94.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика,- изд. ТулГУ. 2010, гл.7 §7.

Работа №33. Проверка закона Малюса

Цель работы: ознакомление с явлением поляризации света и экспериментальная проверка закона Малюса.

Теоретическое описание

Электромагнитная (в частности - световая) волна является переменным электромагнитным полем, в котором вектор напряженности \vec{E} электрического поля, вектор напряженности \vec{H} магнитного поля и вектор скорости \vec{c} волны образуют правую тройку векторов (рис.123). Так как величины этих векторов согласно теории Максвелла связаны соотношением $\sqrt{\epsilon_0}E = \sqrt{\mu_0}H$ (в воздухе или в вакууме), то для описания световой волны используют только один вектор \vec{E} , который называют световым вектором.

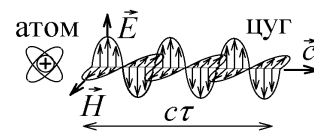
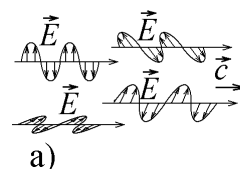


Рис.123

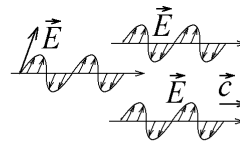
Испускаются световые волны возбужденными атомами среды. Время излучения атома $\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ с очень мало. Поэтому каждый атом способен испустить очень короткий отрезок – цуг волны длиной $c\tau \leq 3$ м (рис.123).

В многочисленных цугах, испущенных различными атомами, вектор \vec{E} меняет ориентацию. В частности, он может колебаться в разных плоскостях (рис.124,а). Такой свет с неупорядоченной ориентацией светового вектора называется естественным. Свет с упорядоченной ориентацией светового вектора называют поляризованным.

естественный свет



а)



плоскополяризованный свет

Рис.124

Свет, в котором во всех цугах вектор \vec{E} колеблется в одной плоскости (в плоскости поляризации), называют плоско- или линейно-поляризованным (рис.124,б). В данной работе такой свет получают с помощью поляризатора – гибкой плёнки из целлулоида, в которую вкраплены многочисленные

ные кристаллики герпатита. Подобные анизотропные кристаллы обладают свойством разделять падающий луч естественного света на “обыкновенный” и “необыкновенный” лучи, которые являются плоско-поляризованными (явление двойного лучепреломления). Векторы \vec{E} в таких лучах колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Такие названия возникли из-за того, что “обыкновенный” луч подчиняется обычному закону преломления, а “необыкновенный” луч нарушает этот закон. Эти лучи могут распространяться в кристалле в разных направлениях.

Кроме того, кристаллы герпатита обладают свойством дихроизма: они полностью поглощают один из лучей – “обыкновенный” или “необыкновенный”. Поэтому если на кристалл с подобным свойством падает естественный свет, то выходит из кристалла плоско-поляризованный свет, в котором световой вектор \vec{E} ориентирован вдоль оси пропускания. Световой вектор \vec{E} падающей на поляризатор волны, ориентированный под углом α к оси пропускания поляризатора OO' , надо разделить на перпендикулярную $E_{\perp} = E \sin \alpha$ и параллельную $E_{\parallel} = E \cos \alpha$ составляющие (рис.125). Перпендикулярная составляющая будет поглощена, и через поляризатор пройдет плоско-поляризованная волна со световым вектором \vec{E}_{\parallel} .

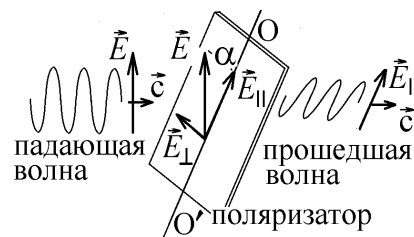


Рис.125

Интенсивность световой волны пропорциональна квадрату её светового вектора: $I \sim \vec{E}^2$. Если на поляризатор падает естественный свет с интенсивностью $I_{\text{ест}}$, в котором цуги волн ориентированы под всевозможными углами α , то, усредняя интенсивность прошедшего света по всем углам, получим $I_{\text{прош}} = I_{\text{ест}} \langle \cos^2 \alpha \rangle = I_{\text{ест}}/2$. Идеальный поляризатор ослабляет интенсивность падающего на него естественного света в два раза.

Источником естественного света в данной работе является лампочка, свет которой последовательно проходит через два поляризатора (рис.126). Первый поляризатор пропускает плоско-поляризованный свет со световым вектором \vec{E} и с интенсивностью $I_0 \sim \vec{E}^2$. Второй поляризатор, называют анализатором. Его можно вращать вокруг направления распространения света, меняя угол α между осями пропускания поляризаторов в пределах $0 \leq \alpha \leq 360^\circ$. Согласно рис.125 он пропустит свет со световым вектором $E_{\parallel} = E \cos \alpha$ и с интенсивностью

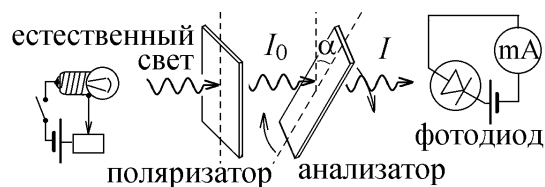


Рис.126

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (138)$$

Это выражение называют законом Малюса: интенсивность света, прошедшего через анализатор, равна интенсивности падающего на него света, прошедшего через поляризатор, умноженной на квадрат косинуса угла между осями пропускания поляризатора и анализатора.

Прошедший через анализатор свет попадает на фотодиод, в цепи которого находится миллиамперметр. Величина фототока, измеряемого миллиамперметром, пропорциональна интенсивности прошедшего через анализатор света или освещенности фотодиода $E \sim I$. Экспериментально измеренный график зависимости этого тока от $\cos^2 \alpha$ должен быть прямой линией.

Реальные поляризаторы пропускают часть естественного света. Смесь естественного и плос-

ко-поляризованного света называется частично поляризованным светом. Такой свет характеризуется степенью поляризации P . Для её определения надо вращать анализатор на рис.126 на 360° и измерить максимальную и минимальную интенсивность прошедшего света. Тогда степень поляризации падающего на анализатор света равна $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\%$.

Порядок выполнения работы

1. Включить установку.

2. При вращении анализатора будет меняться интенсивность прошедшего через него света, попадающего затем на фотодиод. Эта интенсивность пропорциональна освещенности фотодиода и пропорциональна току, текущему через фотодиод. Поэтому измерительный прибор, измеряющий фототок (рис.126), проградуирован в единицах освещенности E и является люксметром – прибором, измеряющим освещенность.

Вращая анализатор, надо заметить и записать как наибольшее значение показываемой прибором освещенности E_{\max} , так и наименьшее значение освещенности E_{\min} . При этом надо также записать значение угла α_0 на лимбе анализатора, соответствующее E_{\max} , которое соответствует началу отсчета углов α в законе Малюса (138).

3. Если α_1 – показания угла поворота на лимбе анализатора, то следует установить указатель лимба на значении $\alpha_1 = \alpha_0$ (люксметр покажет максимальную освещенность E_{\max}), а затем, поворачивая лимб анализатора через каждые 15° до 360° ($\alpha_1 = \alpha_0 + 15^\circ$, $\alpha_1 = \alpha_0 + 30^\circ$, ..., $\alpha_1 = \alpha_0 + 360^\circ$), записывать показания люксметра, соответствующие углу поворота $\alpha = \alpha_1 - \alpha_0$, в таблицу 1.

Таблица 1

α , град	0	15	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180
Освещенность E , лк													
α , град	195	210	225	240	255	270	285	300	315	330	345	360	
Освещенность E , лк													

4. Согласно закону Малюса одинаковым значениям $\cos^2 \alpha$ должны соответствовать одинаковые значения освещенности. Их следует перенести из таблицы 1 в таблицу 2. При этом для учета систематической ошибки, связанной с неполной (частичной) поляризацией света, пропускаемой системой из поляризатора и анализатора, следует из каждого результата вычесть минимальное значение освещенности E_{\min} , и в таблицу 2 записать уже разность $E^* = E - E_{\min}$.

5. Для всех углов α , указанных в этой таблице в одном столбце величина $\cos^2 \alpha$ будет одинакова. А для значений освещенности E^* , соответствующей этой величине, надо найти среднее значение $E^*_{\text{ср}}$, для которого должен быть выполнен закон Малюса (138).

6. По данным таблицы 2 построить график зависимости $E^*_{\text{ср}} = f(\cos^2 \alpha)$, который должен быть прямой линией в случае выполнения закона Малюса.

Таблица 2.

$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$		$\cos^2 \alpha =$	
α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк	α , град	E^* , лк
0		15		30		45		60		75		90	
180		165		150		135		120		105		270	
360		195		210		225		240		255			
		345		330		315		300		285			
$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$		$E^*_{\text{ср}} =$	

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 33

1. Почему световую волну описывают единственным световым вектором? Чем видимый свет отличается от инфракрасного или рентгеновского излучения?
2. В каком направлении движется световая волна, в которой вектор \vec{E} направлен вдоль оси y , а вектор \vec{H} - вдоль оси x ?
3. Каждый атом испускает поляризованное электромагнитное излучение. Каким образом возникает естественный свет?
4. Чем отличается естественный и плоско-поляризованный свет?
5. Каким образом поляризатор превращает падающий на него естественный свет в плоско-поляризованный? Имеются ли другие способы получения плоско-поляризованного света из естественного?
6. Как изменится интенсивность естественного света после прохождения поляризатора?
7. Сформулируйте закон Малюса.
8. Естественный свет с интенсивностью I_0 падает на систему из трех поляризаторов. Оси пропускания крайних поляризаторов 1 и 3 скрещены под углом 90° , а ось центрального поляризатора 2 образует угол α с осью поляризатора 1 (см. рис.А). Свет с какой интенсивностью I выйдет из этой системы? При какой величине угла α интенсивность I будет максимальной и чему равна I_{max} ?
9. Как определить степень поляризации частично-поляризованного света? Вычислите её величину по полученным в работе результатам измерений.
10. Чему равна степень поляризации смеси из плоско-поляризованного света с интенсивностью I и естественного света с интенсивностью $I/2$?

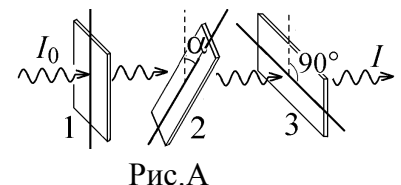


Рис.А

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §98.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика,- изд. ТулГУ. 2010, гл.10 §§1,3.

Работа №34. Измерение ширины волоса дифракционным методом

Цель работы: изучить явление дифракции света на узкой щели или узком препятствии, определить ширину очень тонкого предмета (волоса) с помощью дифракционного метода.

Теоретическое описание

При получении интерференционной картины складываются лучи (волны) от конечного числа когерентных источников света. Дифракционная картина (дифракция) возникает при сложении бесконечного числа вторичных волн, испускаемых каждой точкой волновой поверхности световой волны, падающей на препятствие.

Рассмотрим плоскую световую волну с длиной волны λ , падающую на очень узкую щель ширины a в непрозрачной ширме (рис.127). Согласно уравнениям Максвелла, каждый малый участок её волновой поверхности АВ, совпадающей с плоскостью щели, создаёт вторичную электромагнитную волну со световым вектором $\delta\vec{E}$, распространяющуюся во всех направлениях. Сумма таких волн, уходящих под углом φ к направлению падения света, образует плоскую волну, огибающую препятствие и распространяющуюся в область геометрической тени (принцип Гюйгенса-Френеля).

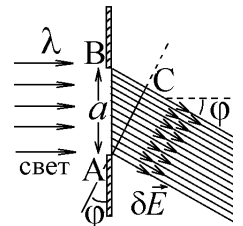


Рис.127

Волновая поверхность АС такой преломленной волны повернута на угол φ , т.е. лучи, испущенные противоположными краями щели А и В, имеют разность хода $\Delta = BC = a \sin \varphi$ и сдвиг фаз $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \varphi$. На векторной диаграмме складываем световые вектора $\delta\vec{E}$ волн, испущенных каж-

дым крошечным участком волновой поверхности АВ. Результирующий световой вектор отклоненной на угол φ волны $\vec{E}_p = \sum \delta\vec{E}$ будет хордой дуги с углом α на окружности с радиусом R (рис.128,а). Длину этой дуги $R\alpha$ находим, складывая те же векторы $\delta\vec{E}$ в волне, распространяющейся за щелью под углом $\varphi = 0$ без сдвига фаз (рис.2.18,б), и имеющей световой вектор $E_0 = R\alpha$. Из прямоугольного треугольника АОВ на рис.128,а находим

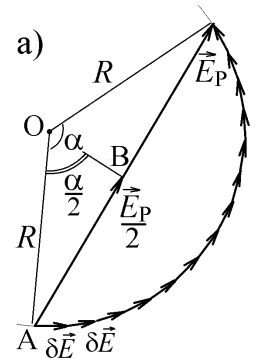


Рис.128.а

Интенсивность световой волны или освещенность экрана в том месте, куда она попадает, пропорциональна квадрату её светового вектора $I \sim \vec{E}^2$. Получаем зависимость интенсивности света, прошедшего через узкую щель ширины a , от угла рассея-

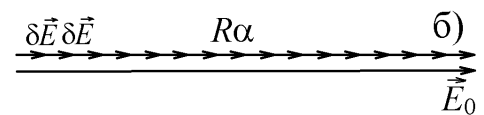


Рис.128,б

$$I = \frac{4I_0}{\alpha^2} \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right), \quad \text{где } \alpha = \frac{2\pi a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (139)$$

Дифракционные минимумы наблюдаются при $\alpha/2 = \pi m$ или

$$a \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (140)$$

Это условие также можно получить, разделив плоскость щели на участки – зоны Френеля, расстояния от противоположных границ которых до волновой поверхности АС отличаются на $\lambda/2$, что соответствует сдвигу фаз на π (рис.129). Поэтому световые волны от соседних зон Френеля

приходят в точку наблюдения в противофазе и гасят друг друга. Дифракционный минимум наблюдается, если щель открывает четное число $2m$ зон Френеля, т.е. $a \sin \varphi = 2m \cdot \lambda / 2$ (см. рис.129).

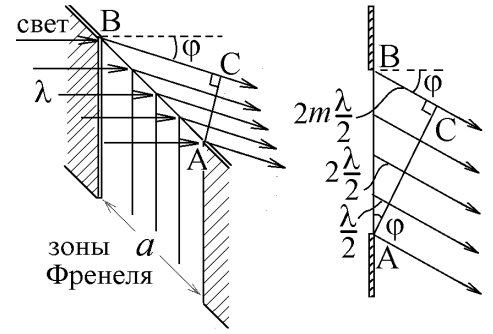


Рис.129

Дифракционная картина, соответствующая распределению интенсивности (139), наблюдается на экране, стоящем за щелью на большом удалении L (рис.130,а). Угол дифракции φ мал. Поэтому координаты минимумов освещенности на экране следуют из условия

$$x_m = L \cdot \operatorname{tg} \varphi \approx L \sin \varphi = \frac{L\lambda}{a} m, \text{ где } m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (141)$$

График зависимости освещенности экрана, соответствующий формуле (139), представлен на рис.130,б. Центральная ярко освещенная полоса ширины $\Delta = x_1 - x_{-1} = 2L\lambda/a$ называется дифракционным изображением щели. При уменьшении ширины щели a (геометрического изображения щели) ширина центральной полосы будет возрастать. По её бокам будут видны слабо освещенные боковые полосы ширины $L\lambda/a$. Их наибольшие освещенности $I_1 = 0,0472 \cdot I_0$, $I_2 = 0,0165 \cdot I_0$ и т.д.

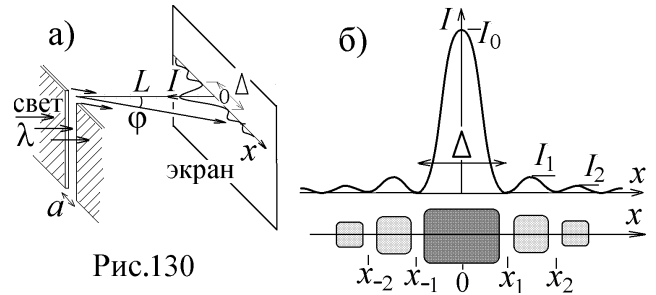


Рис.130

Направим теперь луч лазера или лазерной указки на тонкий предмет (волос), ширина которого равна ширине щели a (рис.131). Предмет закроет участки ВС волновой поверхности и после дифракции на экран попадет световая волна со световым вектором \vec{E}_Π . Узкая щель наоборот открывала эти участки и закрывала участки АВ и CD (рис.131), создавая волну с вектором \vec{E}_P . При отсут-

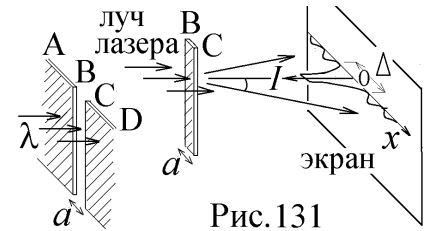


Рис.131

ствии препятствия все участки открыты и сумма этих векторов $\vec{E}_\Pi = \vec{E}_P + \vec{E}_\Pi$ соответствует узкому параллельному лучу лазера, падающему на экран и создающему очень узкое ярко освещенное пятно. За пределами этого пятна $\vec{E}_\Pi = 0$, и поэтому освещенность экрана за счет дифракции на ещё более

узком предмете будет равна $I_\Pi \sim \langle \vec{E}_\Pi^2 \rangle = \langle (\vec{E}_\Pi - \vec{E}_P)^2 \rangle = \langle \vec{E}_P^2 \rangle$.

Этот результат называется принципом Бабинё: за пределами центрального пятна дифракционная картина, полученная при дифракции света на тонком предмете ширины a , совпадает с дифракционной картиной (рис.130,б), полученной на узкой щели той же ширины a .

Измеряя координаты x_m дифракционных минимумов на экране, можем согласно формуле (141) найти как ширину щели, так и ширину тонкого волоса:

$$a = \frac{L\lambda m}{2} \left(\frac{1}{x_m} + \frac{1}{|x_{-m}|} \right), \text{ где } m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (142)$$

Порядок выполнения работы

1. На оптическую скамью между лазером и удалённым экраном установить держатель-ширму с прикрепленным к его прорези волосом.

2. Включить лазер и юстировочными винтами отрегулировать его практически на расходящийся луч так, чтобы он распространялся вдоль оптической скамьи и попадал на волос (рис.132).

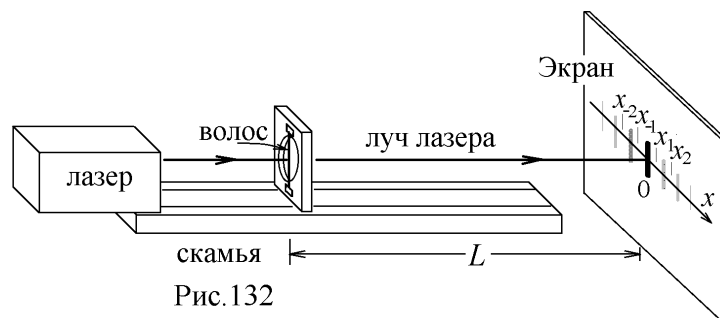


Рис.132

На экране появится дифракционная картина в виде яркой центральной полосы и значительно более слабых боковых полосок, аналогичная изображенной на рис.131. **Центры темных промежутков** между этими полосками соответствуют точкам дифракционных минимумов с координатами x_m .

3. Измерить координаты x_m , $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ шести дифракционных минимумов на экране (три слева и три справа от центрального максимума), а также расстояние L от волоса до экрана. Результаты занести в таблицу.

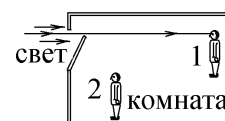
m	x_m , MM	a , MKM	$\langle a \rangle$, MKM	Δa , MKM	$\langle \Delta a \rangle$, MKM	E , %
1						
-1						
2						
-2						
3						
-3						
$\lambda = \dots\dots\dots$ HM; $L = \dots\dots\dots$ M; $a = \langle a \rangle \pm \langle \Delta a \rangle = \dots\dots\dots \pm \dots\dots\dots$ HM						

4. Выключить лазер.

5. По формуле (142) определить три значения ширины волоса a , найти среднее значение $\langle a \rangle$. Рассчитать величины (модули) отклонения от среднего значения $\Delta a = |a - \langle a \rangle|$, а также среднюю величину такого отклонения $\langle \Delta a \rangle$ и относительную погрешность $E = \frac{\langle \Delta a \rangle}{\langle a \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 34

1. Что общего и в чем различие явлений интерференции и дифракции?
2. В чем заключается принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Свет ночью падает из коридора в неосвещенную комнату через щель в приоткрытой двери. Наблюдатель "1" видит эту светящуюся щель на продолжении световых лучей. По какой причине и за счет каких физических явлений щель видит наблюдатель "2"?



4. Прodelайте и объясните вывод формулы (139) для интенсивности света, дифрагировавшего на узкой щели.
5. Что такое зоны Френеля? Какую форму имеют зоны Френеля и где они расположены в случае дифракции света на узкой щели?
6. Сформулируйте условие возникновения дифракционного минимума при дифракции света на узкой щели.
7. На узкую щель ширины $a = 2$ мкм в непрозрачном препятствии падает нормально свет с длиной волны $\lambda = 500$ нм. Сколько зон Френеля может открывать эта щель для наблюдателя, находящегося за препятствием? От чего зависит число открытых щелью зон?
8. На узкую щель ширины $a = 2$ мкм в непрозрачной ширме падает нормально свет с длиной волны $\lambda = 500$ нм. Во сколько раз дифракционное изображение щели на экране, удаленном на расстояние $L = 1$ м, больше геометрического изображения щели?
9. В чем заключается принцип Бабиня?
10. Сделайте вывод расчётной формулы (142) для определения ширины волоса?
11. Что происходит с дифракционной картиной на экране, если тонкий волос заменить более толстым?
12. Почему для проведения эксперимента необходимо использовать луч лазера, а не свет фонарика?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §§90-93.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика, - изд. ТулГУ. 2010, гл.8 §§1, 2, 6.

Работа №35. Определение показателя преломления прозрачной среды с помощью интерферометра Майкельсона

Цель работы: ознакомиться с работой интерферометра Майкельсона, интерференционным методом измерить показатель преломления прозрачной диэлектрической среды.

Теоретическое описание

Рассмотрим принцип действия интерферометра Майкельсона. Луч монохроматического света с длиной волны λ от источника S падает на светоделительную пластинку (рис.133). Луч 1, частично отразившись от её верхней поверхности, попадает на горизонтальное зеркало 1, отражается, проходит через пластинку и создает световое пятно на экране. Часть света (луч 2) проходит через пластинку, отражается от вертикального зеркала 2, затем отражается от нижней поверхности пластинки и тоже попадает на экран.

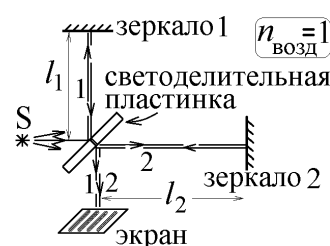


Рис.133

Разность путей, пройденных этими лучами, как видно из рис.133, равна $2(l_2 - l_1)$. Лучи 1 и 2, попавшие на экран, когерентны, так как получились делением одного падающего на пластинку луча. Они интерферируют, создавая интерференционную картину. Условие, например, максимума интерференции, записанное для оптической разности хода лучей, имеет вид

$$\Delta = 2(l_2 - l_1)n_{\text{возд}} = 2m \cdot \lambda / 2, \text{ где } m - \text{целое число.} \quad (143)$$

В действительности падающие на экран лучи 1 и 2 не параллельны, а являются расходящимися под малым углом световыми пучками, которые создают на экране освещенные пятна. Поворотом зеркал эти пятна совмещают друг с другом, и интерференционная картина имеет вид параллельных полос максимальной и минимальной освещенности, толщина которых зависит от угла, под которым пересекаются пучки света 1 и 2.

Если изменить оптическую разность хода (143) на величину $\delta\Delta$, например, передвинув одно из зеркал, то интерференционная картина на экране сдвинется на N полос, где $\delta\Delta = N\lambda$.

В данной работе на пути луча 2 (рис.133) между зеркалом 2 и светоделительной пластинкой помещают исследуемую плоскую пластинку из прозрачного диэлектрика толщины d с показателем преломления n . Если луч 2 падает на пластинку нормально под углом $\alpha = 0$ (рис.134,а), то оптическая длина пути, проходимая лучом от точки А на левой

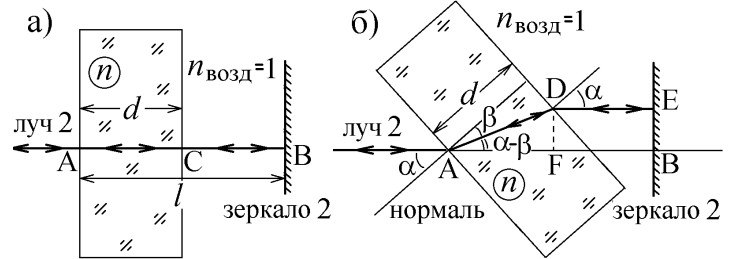


Рис.134

поверхности пластинки до зеркала 2 и обратно, равна $\Delta_0 = 2(n \cdot AC + CB) = 2(nd + l - d)$ (l – расстояние от точки А до зеркала 2).

Поворотный столик позволяет повернуть пластинку на угол α вокруг точки А (рис.134,б). Вычислим, на сколько полос сдвинется интерференционная картина на экране после поворота пластинки на угол α . В пластинке луч преломляется под углом β и выходит из неё в воздух снова под углом α (рис.134,б).

Оптическая длина пути луча от точки А до зеркала и обратно станет равной $\Delta_\alpha = 2(n \cdot AD + DE)$. Из рисунка видно, что $AD = d/\cos\beta$, $DE = FB = AB - AF = l - AD\cos(\alpha - \beta)$. т.е.

$$\Delta_\alpha = 2\left(\frac{n \cdot d}{\cos\beta} - \frac{d \cdot \cos(\alpha - \beta)}{\cos\beta} + l\right).$$

Подставляя $\cos(\alpha - \beta) = \cos\alpha \cos\beta + \sin\alpha \sin\beta$ и учитывая закон преломления $\sin\beta = (n_{\text{возд}} \sin\alpha)/n = \sin\alpha/n$, получаем

$$\Delta_\alpha = 2\left(d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} + l - d\cos\alpha\right). \tag{144}$$

При повороте пластинки оптическая разность хода изменится на величину $\delta\Delta = \Delta_\alpha - \Delta_0$, а интерференционная картина на экране сместится на

$$N = \frac{\delta\Delta}{\lambda} = \frac{2d}{\lambda} \left(\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha + 1 - n\right) \text{ полос.} \tag{145}$$

В процессе работы сначала на пути одного из интерферирующих лучей лазерного излучения, имеющего высокую степень монохроматичности, ставится эталонная пластинка с известным показателем преломления n_0 (её толщина d_0 измеряется микрометром). Поворачивая пластинку на разные углы α и измеряя число полос N , на которое сдвигается картина при каждом повороте, по формуле (145) вычисляют длину волны используемого светового излучения:

$$\lambda = \frac{2d_0}{N} \left(\sqrt{n_0^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha + 1 - n_0\right). \tag{146}$$

Затем эксперимент повторяют с другой пластинкой, измерив её толщину d и, согласно (145), определяют её коэффициент преломления n по формуле

$$n = \frac{\gamma^2 + \sin^2 \alpha}{2\gamma}, \text{ где } \gamma = 1 - \cos \alpha - \frac{N\lambda}{2d}. \quad (147)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить лазер. Схема лабораторной установки изображена на рис.135. Поворотные призмы А и Б направляют луч лазера на светоделительный кубик, который делит падающий луч на два луча 1 и 2. Луч 1, отражённый светоделительной поверхностью кубика, уходит вверх и отражается от зеркала 1. Отражённый луч 1' проходит через кубик и попадает на экран (поверхность стола) внизу. Луч 2, прошедший через кубик, отражается от зеркала 2, превращаясь в луч 2', который возвращается к кубу, отражается от его светоделительной поверхности и уходит вниз, к экрану, где интерферирует с лучом 1'.

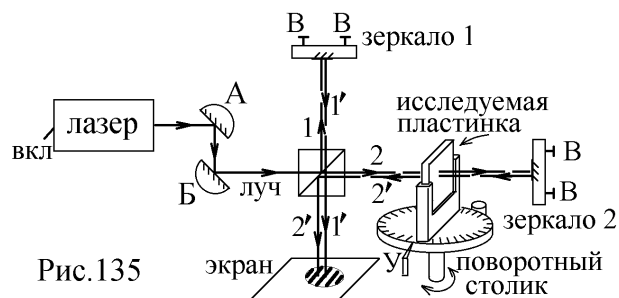


Рис.135

2. Юстировочными винтами В слегка повернуть плоскости зеркал, чтобы пятна от лучей 1' и 2' на экране совпали, а сами лучи сходились к экрану под очень малым углом, не равным 0. В таком случае на экране, в том месте, где совпали пятна от лучей 1' и 2', будет видна интерференционная картина в виде параллельных полос (рис.135).

3. На пути лучей 2 и 2' в держатель-кассету поворотного столика поместить эталонную прозрачную пластинку. При этом луч 2 будет отражаться не только от зеркала, но и от пластинки. Возьмите тонкий лист бумаги и поднесите его край к падающему на пластинку лучу 2 и отражённому лучу, как показано на рис.136. На краю бумаги будут видны две точки S и S' от падающего и отраженного от пластинки луча. Поверните столик с пластинкой так, чтобы точка S' совпала с точкой S. При этом плоскость пластинки будет перпендикулярна лучу 2, а указатель У покажет величину α'_0 угла (значения углов поворота α' нанесены по кругу на поворотном столике). Этот угол будет соответствовать углу падения $\alpha = 0$ луча 2 на пластинку (рис.134,а).

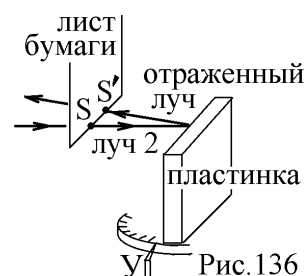


Рис.136

4. **Медленно** поворачивать столик вместе с пластинкой. При этом полосы интерференционной картины на экране начнут смещаться (ползти). Необходимо сосчитать число полос N , на которое сместится интерференционная картина, и определить значение угла α' на поворотном столике. Это означает, что пластинка будет повернута на угол $\alpha = \alpha' - \alpha'_0$ (рис.134,б).

5. Снова вернуть столик в положение, когда указатель У покажет значение α'_0 , и повторить действия пункта 4 для другого числа смещённых полос. Прodelать не менее трех таких измерений с разными углами поворота, для которых число смещённых полос лежит в интервале $20 \leq N \leq 100$. Результаты измерений занести в таблицу 1.

6. Заменить эталонную пластинку на другую, исследуемую пластинку из стекла или пластика (по указанию преподавателя). Сделать для неё не менее трёх измерений, описанных в пункте 4 (с разным числом N смещённых полос). Результаты измерений занести в таблицу 2.

7. Выключить лазер.

8. Микрометром измерить толщину d_0 эталонной и толщину d исследуемой пластинки.

Таблица 1.

Эталонная пластинка. $\alpha_0' = \dots\dots\dots$ град; $d_0 = \dots\dots\dots$ мм; $n_0 = \dots\dots\dots$			
N			
α' , град			
$\alpha = \alpha' - \alpha'_0$, град			
λ , нм			
$\Delta\lambda$, нм			
$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle = \dots\dots\dots \pm \dots\dots\dots$ нм; $E = \dots\dots\dots\%$			

Таблица 2.

Исследуемая пластинка. $\alpha_0' = \dots\dots\dots$ град; $d = \dots\dots\dots$ мм; $\lambda = \dots\dots\dots$ нм			
N			
α' , град			
$\alpha = \alpha' - \alpha'_0$, град			
γ			
n			
Δn			
$n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle = \dots\dots\dots \pm \dots\dots\dots$ нм; $E = \dots\dots\dots\%$			

9. По формуле (146) определить длину волны λ лазерного излучения для трех проведенных опытов (показатель преломления n_0 эталонной пластинки указан на установке).

10. Вычислить среднее значение $\langle \lambda \rangle$. Рассчитать величины (модули) отклонения от среднего значения $\Delta\lambda = |\lambda - \langle \lambda \rangle|$, а также среднюю величину такого отклонения $\langle \Delta\lambda \rangle$ и относительную погрешность $E = \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу 1.

11. По формуле (147) определить величину показателя преломления исследуемой пластинки для трех проведенных опытов (в этой формуле использовать определенное в пункте 10 значение $\lambda = \langle \lambda \rangle$).

12. Вычислить среднее значение $\langle n \rangle$. Рассчитать величины (модули) отклонения от среднего значения $\Delta n = |n - \langle n \rangle|$, а также среднюю величину такого отклонения $\langle \Delta n \rangle$ и относительную погрешность $E = \frac{\langle \Delta n \rangle}{\langle n \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу 2

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 35

1. Почему для образования интерференционной картины надо использовать когерентные источники света? Какие источники света называются когерентными?
2. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода?

3. Каковы условия появления максимумов и минимумов освещенности при интерференции когерентных световых волн?
4. Как образуется интерференционная картина в интерферометре Майкельсона? Описать принцип работы такого интерферометра.
5. Что должно происходить с полосами интерференционной картины при размещении на пути одного из лучей стеклянной пластинки? При повороте этой пластики? При смещении одного из зеркал интерферометра?
6. Лазерный луч, используемый в интерферометре, имеет длину волны λ . На какое число полос сместится интерференционная картина на экране, если: а) зеркало 2 отодвинуть от светоделительной пластинки на расстояние a ? б) поместить на пути одного из лучей 1 или 2 перпендикулярную прозрачную пластинку толщиной d с показателем преломления n ?
7. Вывести и объяснить формулы (144) – (147).
8. Объяснить метод определения показателя преломления неизвестного прозрачного материала в данной работе.

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §§85-87.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика,- изд. ТулГУ. 2010, гл.7 §§3, 6.

Работа №36. Определение показателя преломления и концентрации прозрачного раствора с помощью рефрактометра Аббе

Цель работы: построить кривую зависимости показателя преломления раствора глицерина от его концентрации и с её помощью определить концентрацию исследуемого раствора.

Теоретическое описание

Показателем преломления (абсолютным показателем преломления) прозрачной среды называется отношение скорости света в вакууме к скорости света в данной среде: $n = \frac{c_{\text{света в вакууме}}}{v_{\text{света в среде}}}$. При

переходе из среды с одним показателем преломления n_1 в среду с другим показателем преломления

n_2 частота световых волн не меняется, но меняется длина волны: $\lambda_{\text{в среде}} = \frac{\lambda_{\text{в вакууме}}}{n}$. Это приводит к

преломлению световых лучей при переходе из одной среды в другую, как показано на рис.137,а.

Углы наклона световых лучей к нормали к поверхности раздела сред связаны с показателями преломления сред законом преломления:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (148)$$

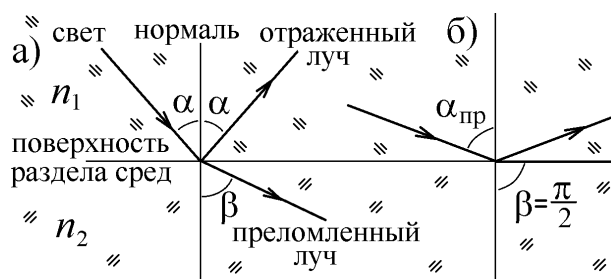


Рис.137

Если световые лучи переходят из оптически более плотной среды в оптически менее плотную (с меньшим показателем преломления $n_2 < n_1$), то

угол преломления β больше угла падения α . При предельном угле падения $\alpha_{\text{пр}}$ угол β достигает значения $\beta = \pi/2$ (рис.137,б). Интенсивность преломленного луча уменьшается до нуля, и падающий луч света полностью отражается от поверхности раздела сред. Это явление называется полным внутренним отражением света, а угол падения $\alpha_{\text{пр}}$, при котором начинается полное внутреннее отражение, называется предельным углом. Предельный угол полного внутреннего отражения определяется

$$\text{из условия} \quad \sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (149)$$

Используемый для определения показателей преломления рефрактометр изображен на рис.138. Лучи света падают на окошко двух поворотных призм 1 (рис.138). Верхнюю призму можно откинуть вбок с помощью выступа 5, чтобы заполнить узкое пространство между призмами исследуемой жидкостью (рис.139). Свет проходит через грань AD верхней призмы, преломляется и падает на грань AC, которая сделана матовой и рассеивает свет по всем направлениям. Пройдя через жидкость, лучи света от участка AB верхней призмы падают на участок A'B' нижней призмы под углом $\alpha \leq \alpha_{\text{пр}}$, меньшим предельного угла полного внутреннего отражения (рис.139). Поэтому они могут преломиться и выйти из нижней призмы через участок D'E'. На участок B'C' лучи рассеянного света могут упасть только под углами $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$, т.е. наблюдается полное внутреннее отражение света, не проходящего в нижнюю призму. Участок E'C' не будет освещен. В поле зрения окуляра 2 рефрактометра наблюдается граница светотени SS', слева от которой область освещена светом, пришедшим от участка D'E', а справа видна темная область от участка E'C'.

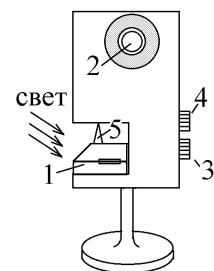


Рис.138

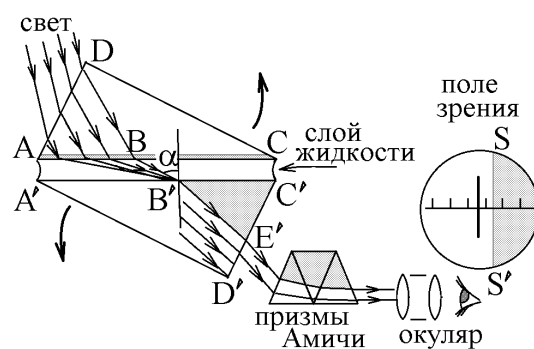


Рис.139

На шкале, видимой в поле зрения окуляра, нанесены значения показателя преломления n . С помощью ручки 3 на боковой стороне рефрактометра призмы 1 поворачиваются. При этом смещаются точки B, B' и E', соответствующие предельному углу полного внутреннего отражения и смещается граница светотени SS'. Поворотом ручки 3 её надо сместить так, чтобы она совпала с центральной вертикальной риской в поле зрения окуляра. Тогда риска покажет измеряемое значение показателя преломления n жидкости.

Вращением окуляра добиваются четкого изображения видимой в поле зрения светотени. Однако получить четкую линию границы SS' при освещении солнечным светом или светом ламп не удастся из-за явления дисперсии света.

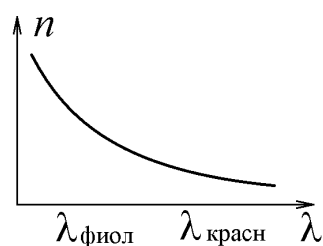


Рис.140

Явление дисперсии света – это зависимость показателя преломления среды от длины волны света (рис.140). Эта зависимость приводит к тому, что красный свет распространяется в жидкости быстрее, чем фиолетовый, а призма разлагает луч белого солнечного света в расходящийся пучок лучей разного цвета (рис.141).



Рис.141

В результате угол предельного внутреннего отражения $\alpha_{\text{пр}}$ для фиолетового света в точке В' на рис.139 больше, чем для красного света. Фиолетовый свет уже не проникает в нижнюю призму рефрактометра, а красный свет проходит в неё. На выходе из этой призмы в точке Е' получим расходящийся, как и на рис.141 пучок лучей жёлто-красной части спектра, а граница раздела SS' светотени, видимая в поле зрения окуляра, будет размытой и окрашенной в жёлто-красный цвет.

Чтобы избежать этого, на пути расходящегося пучка лучей установлен компенсатор из призм (призмы Амичи, рис.139), которые собирают расходящиеся лучи в параллельный пучок. Это достигается вращением ручки 4 компенсатора (рис.138). После этого параллельный пучок лучей фокусируется линзами зрительной трубы в чёткую линию SS', разделяющую освещённую и тёмную области поля зрения, которую вращением ручки 4 (рис.138) совмещают с центральной риской в поле зрения окуляра и определяют величину показателя преломления жидкости для некоторой длины волны

$$\lambda_{\text{фиол}} < \lambda_0 < \lambda_{\text{красн}}.$$

Эту длину волны λ_0 можно определить, помещая между призмами рефрактометра воду, определяя её показатель преломления $n_{\text{воды}}$ и, используя график кривой дисперсии для воды (рис.142)

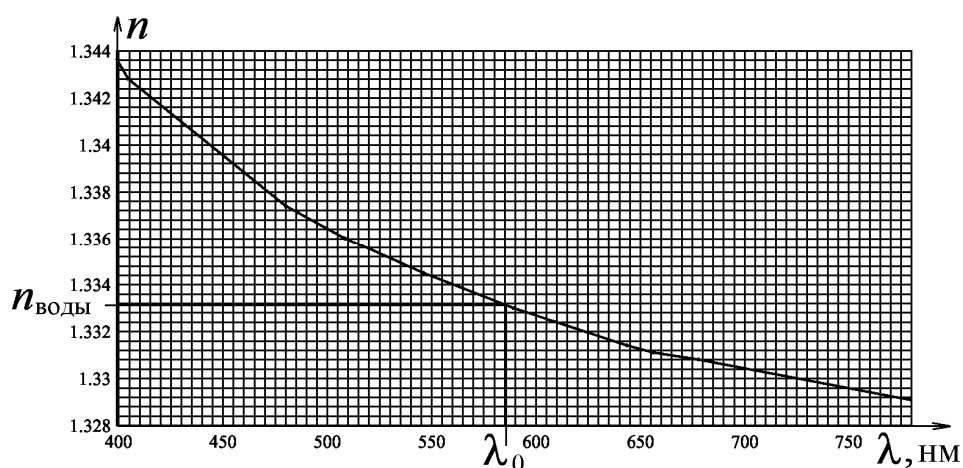


Рис.142. Кривая дисперсии воды при 20⁰С

Порядок выполнения работы

1. Установить рефрактометр окошком к источнику света. С помощью выступа 5 (рис.138) откинуть вбок верхнюю призму рефрактометра и тщательно протереть чистой салфеткой (тканью) поверхности AC и A'C' очищая их от остатков жидкости и пыли. Такую очистку проводить перед каждым новым измерением.

2. Пипеткой или стеклянной палочкой нанести и размазать по поверхности нижней призмы жидкость (воду). Слой жидкости должен быть тонким, но должен покрывать всю поверхность призмы.

3. Аккуратно вернуть обратно верхнюю призму, закрывая её. В окуляре рефрактометра видна окрашенная полоска границы между освещенной и темной областью. Ручкой компенсатора 4 устранить её, получая резкую границу между светом и тенью (чёткость изображения регулируется вращением обода окуляра). Ручкой 3 (рис.138) сместить эту границу, совмещая её с центральной вертикальной риской. По шкале, видимой в поле зрения окуляра, определить величину показателя преломления вода и занести её в таблицу 1.

4. По кривой дисперсии воды, помещенной на установке, определить длину волны λ_0 , на которую настроен рефрактометр.

5. Повторить измерения пунктов 1-3, нанося между призмами рефрактометра используемые в работе растворы с известной концентрацией растворенного вещества (глицерина), а также раствор с неизвестной концентрацией c_x глицерина. Результаты измерений заносить в таблицу:

Жидкость	вода $c = 0\%$	раствор $c = 15\%$	раствор $c = 30\%$	раствор $c = 50\%$	раствор $c = 75\%$	глицерин $c = 100\%$	неизвестный раствор
показатель преломления							
$\lambda_0 =$ нм				$c_x =$ %			

6. Построить график зависимости коэффициента преломления растворов в зависимости от процентного содержания глицерина. По этому графику и по измеренному коэффициенту преломления n_x определить процентное содержание глицерина c_x в исследуемом растворе (рис.143).

7. Тщательно протереть поверхности призм рефрактометра, удаляя следы всех растворов.

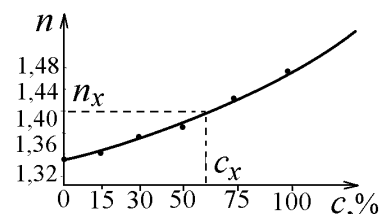
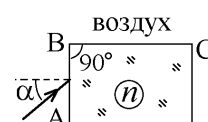


Рис.143

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 36

1. Сформулируйте закон преломления света.
2. При каких условиях возникает полное внутреннее отражение света? Как найти предельный угол полного внутреннего отражения?
3. Луч света падает на боковую грань АВ прозрачной призмы с углом 90° . Угол падения уменьшают, и при его значении $\alpha = 60^\circ$ свет перестает выходить в воздух из второй грани призмы ВС. Найти величину показателя преломления n материала призмы.
4. Объяснить устройство и принцип действия рефрактометра Аббе. Как с помощью этого рефрактометра измерить показатель преломления жидких прозрачных сред?
5. Почему одна из поверхностей призм в рефрактометре отполирована, а вторая матовая?
6. В чем заключается явление дисперсии света?
7. Что происходит с величиной коэффициента преломления прозрачной среды при увеличении длины волны света и по каким причинам? Скорость каких лучей в прозрачной среде больше: красных? зеленых? синих? белых?
8. Луч белого света падает из воздуха на стеклянную призму. Нарисуйте ход лучей в призме и на выходе из неё.
9. Нарисуйте схему хода лучей через призмы рефрактометра и с её помощью объясните, почему поле зрения, видимое в окуляре, делится на освещенную и не освещенную область. Почему при повороте призм рефрактометра граница этой области сдвигается?
10. Почему в поле зрения окуляра на границе светотени видна окрашенная полоска? Почему она имеет жёлто-красный цвет? Как её устранить?
11. Объясните методику определения неизвестного процентного содержания глицерина в исследуемом растворе с помощью рефрактометра.



Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – §§70, 137, 155.
2. Лагун И.М., Колмаков Ю.Н. Физика,- изд. ТулГУ. 2023, стр.128-130.

Работа №37. Определение показателя преломления прозрачных сред с помощью микроскопа

Цель работы: определить показатель преломления прозрачной среды (стекла или пластика) с помощью микроскопа двумя способами.

Теоретическое описание

При наблюдении предмета сквозь слой воды или сквозь пластинку из прозрачного твердого вещества предмет всегда кажется расположенным ближе к наблюдателю, чем это имеет место в действительности. Это кажущееся приближение связано с преломлением световых лучей на границе вещества с воздухом и зависит как от толщины пластинки, так и от её показателя преломления. Изменяя толщину d пластинки с помощью микрометра и определяя кажущееся смещение предмета с помощью микроскопа, можно найти показатель преломления n исследуемого вещества.

Пусть предметом будет чернильная метка (линия), нанесенная на нижнюю поверхность пластинки. Рассмотрим лучи, идущие в объектив микроскопа от точки S на этой метке (рис.144). Луч SB , вышедший из этой точки, подходит к верхней плоскости пластинки под углом α к нормали, преломляется и выходит из пластинки под углом β к нормали.

Из закона преломления следует, что $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_{\text{возд}}}{n}$, где показатель преломления воздуха

$$n_{\text{возд}} = 1. \text{ Отсюда} \quad n = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} \quad (150)$$

Наблюдатель видит эту точку на продолжении луча, и ему кажется, что все близкие к нормали лучи SB, SB', SB'' и т.д. выходят из одной точки S' (см. рис.144). Чернильная метка кажется приподнятой в точку S' . Величина кажущегося смещения равна $h = AS - AS'$. Из прямоугольных треугольников ABS и ABS' следует, что $AB = d \cdot \tan \alpha = (d - h) \cdot \tan \beta$, отку-

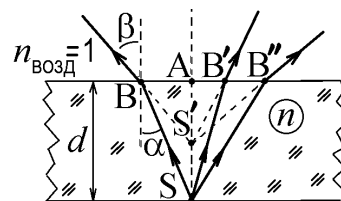


Рис.144

$$\text{да } AB = \frac{d}{d - h} = \frac{\tan \beta}{\tan \alpha}.$$

Если ограничиться малыми углами наблюдения (для тех лучей, которые попадут в небольшую диафрагму объектива микроскопа), то $\tan \alpha \approx \sin \alpha$, и отношение тангенсов можно заменить на отношение синусов углов $\frac{d}{d - h} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}$. С учетом закона преломления (150) это даёт

$$n = \frac{d}{d - h}. \quad (151)$$

Зная толщину d пластинки и величину кажущегося поднятия h точки S можно определить показатель преломления n .

Величину h можно определить с помощью микроскопа, имеющего микрометр 4 для точного определения перемещения тубуса 3 (рис.145). Максимальная точность результата достигается в том случае, когда предмет (метка, нанесенная на поверхность прозрачной пластинки), находится в центральной части поля зрения микроскопа.

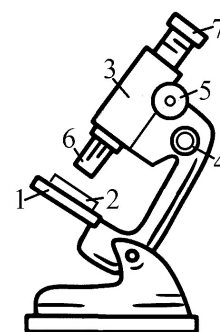


Рис.145

При первом способе на предметный столик 1 микроскопа помещают прозрачную пластинку 2, на верхней поверхности которой нанесена метка. С помощью ручек грубой настройки 5 тубус микроскопа 3 вместе с объективом 7 поднимают или опускают до тех пор, пока в окуляре 6 не появится чёткое изображение метки. Затем пластинку 2 накрывают пластинкой из исследуемого вещества. Чёткость изображения метки, видимого в окуляре, пропадает, так как микроскоп остаётся сфокусированным на точку S (рис.144), а видимое положение метки оказывается смещенным вверх на расстояние h в точку S'. Чтобы восстановить прежнюю чёткость изображения метки необходимо, вращая винт микрометра 4, поднять тубус микроскопа на расстояние h . Это перемещение измеряется по шкале на барабане микрометра 4. Зная это расстояние и толщину d исследуемой пластинки, можно по формуле (151) вычислить показатель преломления материала пластинки.

При втором способе на предметный столик 1 микроскопа сразу кладётся пластинка из исследуемого вещества, на противоположных плоскостях которой одна над другой нанесены взаимно перпендикулярные чернильные линии (метки) А и В (рис.146).

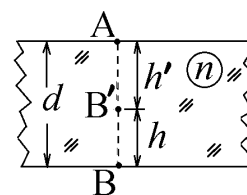


Рис.146

Ручками грубой настройки 5 тубус микроскопа устанавливают так, чтобы в окуляре была чётко видна нижняя метка, которая из-за присутствия над ней пластинки видна в точке В', поднятой на расстояние h . Микроскоп сфокусирован в точку В', и для того, чтобы увидеть чёткое изображение верхней метки А (перпендикулярной линии), тубус микроскопа надо поднять на расстояние $h' = d - h$. Согласно (151) показатель преломления будет определяться по формуле

$$n = \frac{d}{h'}. \quad (152)$$

Порядок выполнения работы

Первый способ

1. Схема установки изображена на рис.146. Закрепить на предметном столике микроскопа пластинку 2 с нанесенной на её верхней поверхности чернильной меткой.

2. Опустить тубус микроскопа 3, вращая микрометрический винт 4 до предела. Ручками грубой настройки 5 переместить тубус, добившись четкого сфокусированного изображения метки в окуляре микроскопа.

3. Не сдвинув пластинку 2 с меткой, положить на неё и закрепить пластинку из исследуемого материала. Изображение метки в окуляре потеряет чёткость или пропадёт.

4. Не трогая ручки 5 и вращая микрометрический винт 4, медленно поднимать тубус микроскопа до тех пор, пока изображение метки не станет максимально четким. При этом сосчитать число N полных оборотов винта 4 и измерить конечное показание микрометра m .

5. По формуле $h = (50 \cdot N + m) \cdot 0,002$ мм вычислить смещение h в миллиметрах. Полученные данные занести в таблицу 1.

6. Снова повернув микрометрический винт до предела, повторить измерения пп.4-5 ещё два раза, занося результаты в таблицу.

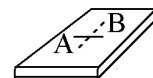
7. Микрометром измерить толщину d исследуемой пластинки.

8. По формуле (151) определить три значения $n_{i=1,2,3}$ показателя преломления. Вычислить его среднее значение $\langle n \rangle = \sum n_i / 3$. Вычислить случайные отклонения $\Delta n_i = \langle n \rangle - n_i$, абсолютную и от-

носительную погрешности результата: $\Delta n = \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \sum (\Delta n_i)^2}$, $E = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу 1.

Второй способ

9. На противоположных плоскостях исследуемой пластинки должны быть нанесены две тонкие взаимно перпендикулярные линии-метки А и В.



10. Закрепить пластинку с метками на предметном столике, осторожно сдвигая её, чтобы перекрестие нанесенных линий оказалось в центре поля зрения. Вращая ручки грубой настройки 5, убедиться, что в окуляре видна то одна, то другая метка.

11. Опустить тубус микроскопа, вращая микрометрический винт 4 до предела. Ручками грубой настройки 5 добиться четкого сфокусированного изображения нижней метки В в окуляре микроскопа.

12. Не трогая ручки 5 и вращая микрометрический винт 4, медленно поднимать тубус микроскопа до тех пор, пока в окуляре не появится наиболее четкое изображение верхней метки А. При этом сосчитать число N полных оборотов винта 4 и измерить конечное показание микрометра m .

13. По формуле $h' = (50 \cdot N + m) \cdot 0,002$ мм вычислить смещение h' в миллиметрах. Полученные данные занести в таблицу 2.

14. Снова повернув микрометрический винт до предела, повторить измерения пп.12-13 ещё два раза, занося результаты в таблицу 2.

Таблица 1

Таблица 2

№ п/п	N	m	h' , мм	n_i	Δn_i	№ п/п	N	m	h , мм	n_i	Δn_i
1						1					
2						2					
3						3					
d = мм, $\langle n \rangle =$, $\Delta n =$, E = %						d = мм, $\langle n \rangle =$, $\Delta n =$, E = %					

15. По формуле (152) определить три значения $n_{i=1,2,3}$ показателя преломления. Вычислить его среднее значение $\langle n \rangle = \sum n_i / 3$. Вычислить случайные отклонения $\Delta n_i = \langle n \rangle - n_i$, абсолютную и относительную погрешности результата: $\Delta n = \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \sum (\Delta n_i)^2}$, $E = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \cdot 100\%$. Результаты занести в таблицу 2.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 37

1. Сформулируйте закон преломления света. Что такое абсолютный и относительный показатель преломления среды?
2. Почему при наблюдении предмета под водой он кажется приближенным к наблюдателю? Нарисуйте и объясните ход лучей, позволяющий наблюдателю найти кажущееся положение маленького предмета, находящегося на дне водоёма глубины h .

3. Построить изображение предмета, находящегося над водой, каким его видит человек, нырнувший под воду.
4. Вывести формулы (151) и (152). Объяснить чем различаются два способа определения коэффициента преломления с помощью этих формул.

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – §70
2. Лагун И.М., Колмаков Ю.Н. Физика,- изд. ТулГУ. 2023, стр.128-130

Работа №38. Определение фокусного расстояния собирающей линзы

Цель работы: определить фокусное расстояние тонкой собирающей линзы различными способами.

Теоретическое описание

Тонкой собирающей линзой называется линза, поперечный размер которой много меньше толщины. Луч света, проходящий через оптический центр O такой линзы не меняет направление. Главная плоскость тонкой линзы проходит через оптический центр, как и линия главной оптической оси, перпендикулярная главной плоскости. Параллельные главной оптической оси лучи

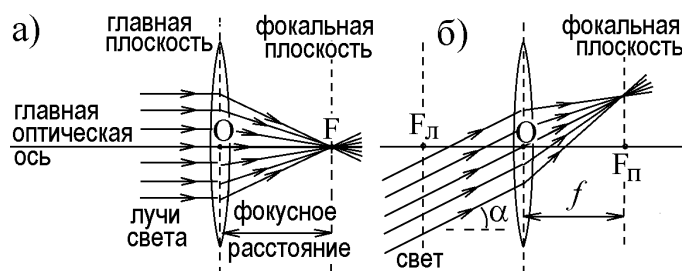


Рис.147

света пройдя через линзу пересекутся в точке главного фокуса F (рис.147,а). Расстояние от главной плоскости до фокуса называется фокусным расстоянием линзы f . Линза имеет два фокуса – правый $F_{\text{П}}$ и левый $F_{\text{Л}}$, в которых пересекаются параллельные лучи света, падающие на линзу слева и справа (рис.147,б). Левое и правое фокусные расстояния f тонкой линзы одинаковы.

Любая другая прямая линия, проходящая через центр линзы O , называется побочной оптической осью. Чёткие не искажённые изображения в тонких линзах получаются от удалённых предметов или от предметов малого размера, лучи света от которых падают на линзу под малым углом α к оптической оси. В этом случае параллельные лучи пересекутся в точке фокальной плоскости, которая проходит через фокус F перпендикулярно главной оптической оси (рис.147,б).

Кроме тонких собирающих линз, которые могут быть двояковыпуклыми, плосковыпуклыми и вогнутовыпуклыми (рис.148,а) можно изготовить тонкие рассеивающие линзы (двояковогнутые, плосковогнутые и вогнутовыпуклые, (рис.148,б)). Радиусы кривизны выпуклых поверхностей таких линз положительны, а радиусы вогнутых поверхностей отрицательны, как показано на рис. 148.

Фокусное расстояние тонкой линзы связано с радиусами кривизны её поверхностей и может быть вычислено по формуле

$$\frac{1}{f} = \frac{n_{\text{л}} - n_{\text{с}}}{n_{\text{с}}} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (153)$$

где $n_{\text{л}}$ – показатель преломления материала, из которого сделана линза, $n_{\text{с}}$ – показатель преломления окружающей линзу среды.

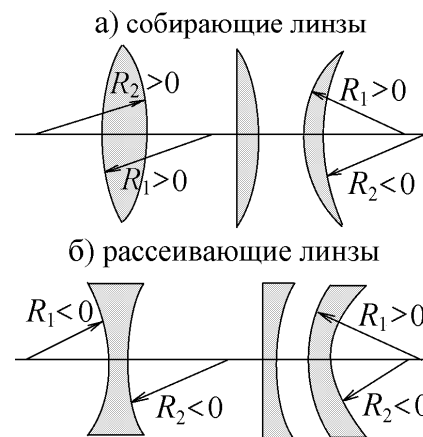


Рис.148

Для собирающих линз $f > 0$, для рассеивающих линз $f < 0$. Поэтому для рассеивающих линз точки правого и левого фокуса меняются местами, а падающие на линзу слева параллельные лучи расходятся, но их продолжения, показанные на рис.149 штриховыми линиями, сходятся в точке правого фокуса $F_{\text{П}}$, находящегося слева от рассеивающей линзы на расстоянии $-f$ от её главной плоскости.

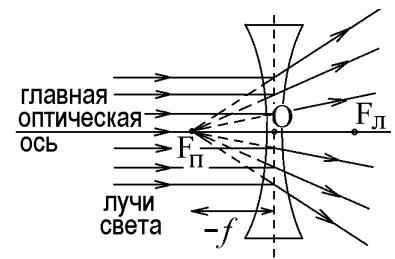


Рис.149

Изображение предмета AB в тонких линзах легко получить с помощью трех лучей, которые образуют малый угол с главной оптической осью.

---луч "1" проходит через левый фокус линзы до её плоскости, а затем параллельно главной оптической оси;
 ---луч "2" проходит параллельно главной оптической оси до плоскости линзы, а затем через её правый фокус;
 ---луч "3" проходит через оптический центр линзы O не преломляясь.

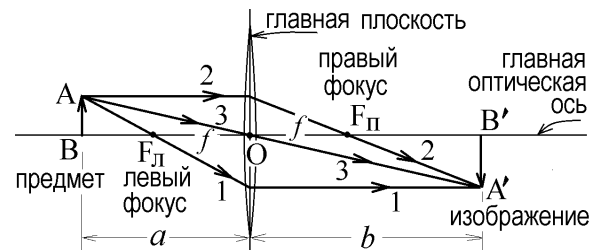


Рис.150

Все три луча, вышедшие из точки A предмета должны пересечься в одной точке A' изображения, как показано на рис.150.

Если оптическая система находится в воздухе ($n_c = 1$), то расстояния $BO = a$ от предмета до линзы, $OB' = b$ от линзы до изображения и фокусное расстояние линзы $F_{\text{Л}}O = OF_{\text{П}} = f$ связаны

формулой тонкой линзы:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad \text{откуда} \quad f = \frac{ab}{a+b} \quad (154)$$

Из подобия треугольников ABO и $A'B'O$ на рис.150 видно, что коэффициент поперечного увеличения линзы (это отношение размера изображения к размеру предмета) равен

$$k = \frac{A'B'}{AB} = \frac{b}{a}. \quad (155)$$

С учетом (154) коэффициент увеличения можно записать как

$$k = \frac{A'B'}{AB} = \frac{f}{a-f}. \quad (156)$$

Приведем примеры построения изображения с помощью лучей 1, 2 и 3, когда предмет находится на разных расстояниях от собирающей или рассеивающей линзы:

а) предмет за двойным фокусным расстоянием - изображение действительное, перевернутое, уменьшенное (рис.151,а);
 б) предмет между фокусным и двойным фокусным расстоянием – изображение действительное, перевернутое и увеличенное ($A'B' > AB$) (рис.151,б);

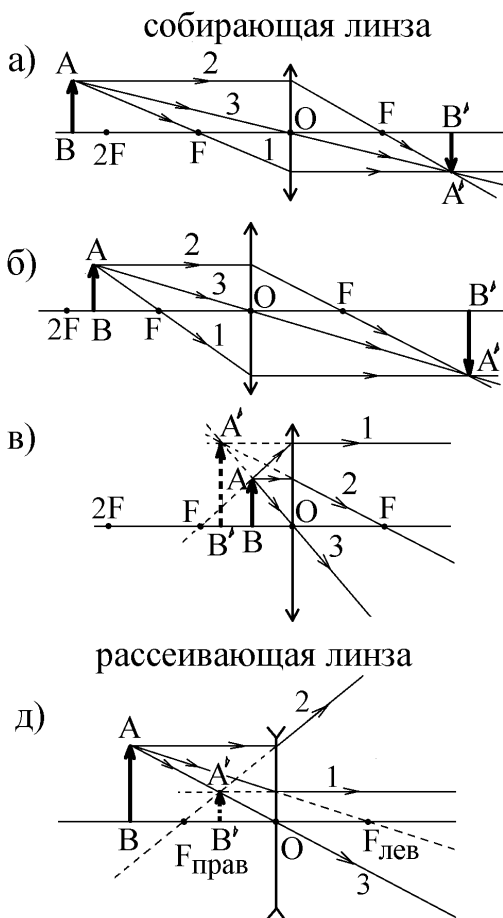


Рис.151

в) предмет перед фокусным расстоянием. Лучи 1 (он проведен через левый фокус) 2 и 3 выходят из линзы расходясь, но их продолжение пересекается в точке A' слева от линзы, создавая мнимое, прямое и увеличенное изображение (рис.151,в); д) для рассеивающей линзы левый и правый фокус меняются местами (фокусное расстояние $f < 0$). Лучи 1 (его продолжение проведено через левый фокус, а потом параллельно оптической оси) 2 и 3 выходят из линзы расходясь, но их продолжение пересекается в точке A' слева от линзы, создавая мнимое, прямое и уменьшенное изображение.

Линзы характеризуют величиной оптической силы D , которая измеряется в диоптриях ($1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}$) и определяется через фокусное расстояние линзы f и показатель преломления n_c среды, в которой находится линза:

$$D = \frac{n_c}{f}. \quad (157).$$

Если размер предмета не позволяет использовать параксиальное приближение малых углов $\alpha \ll 1$, то изображение в тонкой линзе будет искаженным. Для устранения или уменьшения искажения изображения используют оптические системы из нескольких линз. К ним относятся, например, объективы фотоаппаратов, проекторов, микроскопов, телескопов, биноклей и других оптических приборов.

В подобной системе из двух тонких линз изображение $A'B'$, созданное первой линзой, будет предметом для второй линзы (рис.152). Коэффициент увеличения системы равен произведению коэффициентов увеличения каждой из линз:

$$k = \frac{A''B''}{AB} = \frac{A''B''}{A'B'} \cdot \frac{A'B'}{AB} = \frac{b_2}{a_2} \cdot \frac{b_1}{a_1} \quad (158)$$

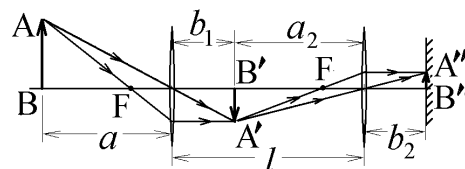


Рис.152

Оптическую силу и фокусное расстояние системы из двух тонких линз можно найти по формуле

$$D_{\text{системы}} = \frac{n_c}{f_{\text{системы}}} = D_1 + D_2 - \frac{l}{n_c} D_1 D_2, \quad (159)$$

где D_1 и D_2 - оптические силы первой и второй линз, вычисляемые по формуле (157), l – расстояние между линзами (см. рис.152). Оптическая сила собирающей линзы положительна, а рассеивающей – отрицательна.

Порядок выполнения работы

1. Схема установки изображена на рис.153. На оптической скамье 1 размещен осветитель 2, который включается в цепь $\sim 220 \text{ В}$ через трансформатор, и экран 4. Предметом является черный прямоугольник на матовом стекле 3. Между экраном и осветителем устанавливается измеряемая линза 5 в держателе или две линзы 5 и 6, образующие оптическую систему. Осветитель и линзы устанавливают на одной высоте с центром экрана.

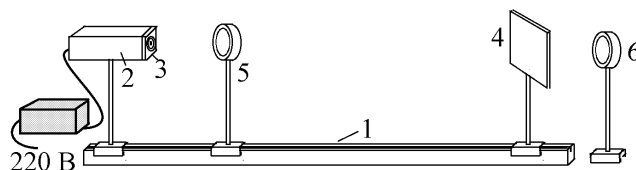


Рис.153

2. Установить экран на расстоянии $L \sim 80-100 \text{ см}$ от предмета 3. Перемещая держатель 5 с линзой по оптической скамье, получить чёткое изображение предмета на экране.

3. Измерить расстояния a от предмета до линзы и b от линзы до экрана. По формуле (154) вычислить фокусное расстояние линзы f_1 .

4. Измерить штангенциркулем или линейкой размеры сторон предмета (черного прямоуголь-

ника) на матовом стекле 3 и его изображения на экране: x_1 и x_2 (по горизонтали); y_1 и y_2 (по вертикали). Согласно (154) и (155) вычислить величину фокусного расстояния линзы по формулам

$$f_2 = \frac{x_2 a}{x_1 + x_2}, \quad f_3 = \frac{y_2 a}{y_1 + y_2}. \quad (160)$$

5. Измерения пп.2-4 провести для $N=3$ различных положений линзы 5 на скамье, не меняя расстояния L между осветителем и экраном. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 1.

По формулам $\langle f \rangle = \frac{1}{3} \sum f_i$, $\Delta f = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \cdot \sum (\Delta f_i)^2}$, где $\Delta f_i = f_i - \langle f \rangle$ вычислить и занести

в таблицу 1 среднее значение фокусных расстояний и погрешности их измерения.

6. Определить фокусное расстояние f собирающей линзы по методу Бесселя, установив экран на расстоянии $L \geq 60$ см от осветителя. Перемещая держатель с линзой 5 между осветителем и экраном, найти два таких положения линзы, при которых на экране видно чёткое изображение предмета (одно увеличенное, другое - уменьшенное).

Таблица 1.

№ пп	a , см	b , см	x_1 , см	y_1 , см	x_2 , см	y_2 , см	f_1 , см	f_2 , см	f_3 , см
1									
2									
3									
$\langle f_1 \rangle \pm \Delta f_1 = \pm$			см		$\langle f_2 \rangle \pm \Delta f_2 = \pm$		см		$\langle f_3 \rangle \pm \Delta f_3 = \pm$
									см

7. Измерить расстояние z между этими положениями и рассчитать величину f по формуле

$$f = \frac{L^2 - z^2}{4L}. \quad (161)$$

Измерения и вычисления провести для $N=3$ различных положений L . Вычислить среднее значение

$\langle f \rangle = \frac{1}{3} \sum f_i$ и погрешность

$\Delta f = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \cdot \sum (\Delta f_i)^2}$. Результаты занести в таблицу 2.

Таблица 2.

№ пп	L , см	z , см	f , см
1			
2			
3			
$\langle f \rangle \pm \Delta f = \pm$			см

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 38

1. Что такое фокальная плоскость, главная плоскость, главная и побочная оптическая ось, главные фокусы, оптический центр тонкой линзы?
2. Почему левое и правое фокусные расстояния тонкой линзы одинаковы?
3. Сделайте построение действительного и мнимого изображения в тонкой собирающей линзе. В каком случае изображение будет действительным, а в каком мнимым? В каком случае оно увеличено, а в каком уменьшено?
4. Как осуществляется построение изображения в рассеивающей линзе? Сделайте такое построение. В каких случаях и почему фокусное расстояние тонкой линзы положительно, а в каких – отрицательно.
5. Как вычислить коэффициент линейного увеличения тонкой линзы? Вывести формулу (156).

6. Что такое оптическая сила линзы и в чем она измеряется?
7. Как с помощью формулы тонкой линзы можно рассчитать её фокусное расстояние? Каким образом можно определить это расстояние, зная радиусы кривизны поверхностей линзы и показатель преломления её материала?
8. Как определить фокусное расстояние системы из двух линз? из трёх линз? Как изменится это расстояние, если систему линз поместить в воду?
9. Докажите, что оптическая сила системы собирающих линз может быть меньше суммы оптических сил её линз?
10. Объясните методы определения фокусного расстояния линзы, используемые в работе. Объясните метод Бесселя.
11. Рассчитайте величину фокусного расстояния и коэффициент увеличения системы двух линз (рис.152). Расстояния a от предмета до первой линзы и l от первой до второй линзы, а также фокусные расстояния f_1 и f_2 линз взять по указанию преподавателя.
12. Две одинаковые тонкие собирающие линзы с фокусными расстояниями $f = 20$ см и общей осью находятся на расстоянии $x = 90$ см (рис.153). Предмет П находится на расстоянии $a = 60$ см перед первой линзой. На каком расстоянии l от предмета П надо установить экран Э, чтобы получить на нём чёткое, не перевёрнутое изображение предмета? Определить коэффициент увеличения этой системы?

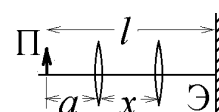


Рис.153

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – §§77,78
2. Лагун И.М., Колмаков Ю.Н. Физика,- изд. ТулГУ. 2023, стр.131-134

Работа №41. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника и температурного коэффициента сопротивления металла

Цель работы: исследование зависимости сопротивления полупроводника и металла от температуры, определение ширины запрещенной зоны полупроводника и температурного коэффициента сопротивления металла.

Теоретическое описание

Кристаллическая решетка твердого тела является одной квантовой системой, в которой, согласно принципу Паули, не могут существовать электроны с одинаковой энергией и другими квантовыми числами. Поэтому в системе из N связанных атомов каждый энергетический уровень электрона в отдельном атоме из-за взаимодействия с полями соседних частиц расщепляется на N уровней, каждый из которых может быть занят одним из N электронов. Эти расщепленные уровни на энергетической диаграмме (рис.154) образуют разрешенные энергетические зоны шириной ~ 1 эВ, разделенные интервалами

энергии шириной ΔE_z , которые электроны иметь не могут (запрещенными энергетическими зонами). Электроны заполняют разрешенные зоны с наименьшей энергией.

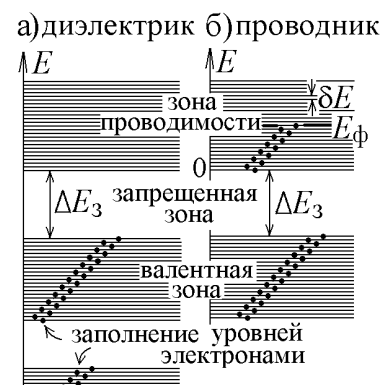


Рис.154

Верхняя, полностью заполненная электронами энергетическая зона называется валентной, а лежащая над ней пустая или частично заполненная зона – зоной проводимости (рис.154).

Расстояние между отдельными расщепленными уровнями энергии в разрешенной зоне очень мало: $\delta E \sim 1 \text{ эВ} / N \sim 10^{-23} \text{ эВ}$. Поэтому электроны из частично заполненной зоны проводимости могут изменить свою скорость, переходя на соседние свободные уровни энергии и свободно перемещаясь по кристаллической решётке. Такая среда будет проводником (рис.154,б).

В валентной зоне все уровни заполнены, а принцип Паули запрещает переход на заполненный уровень. Как правило, такие валентные электроны находятся в атомах (ионах) и не могут перемещаться. Среда с пустой зоной проводимости будет диэлектриком (рис.154,а).

В полупроводниках при $T = 0 \text{ К}$ зона проводимости также пуста. Но, в отличие от диэлектриков, ширина запрещенной зоны, отделяющей её от зоны проводимости, мала, $\Delta E_3 \leq 1 \text{ эВ}$. Поэтому даже при комнатной температуре очень небольшая часть электронов из валентной зоны может оторваться от атомов и стать свободными, т.е. перейти в зону проводимости (рис.155). Такие полупроводники без примесей называются собственными.

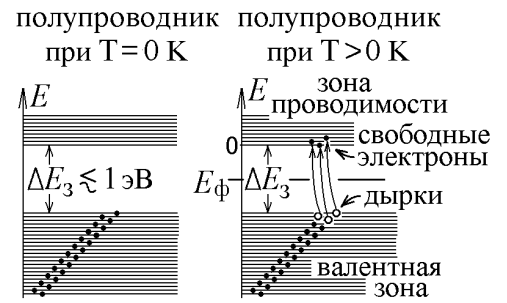


Рис.155

Покидающие валентную зону электроны вырываются из связующих межатомных орбиталей – перекрывающихся электронных облаков, создающих межатомную связь. На этом месте в орбитали остаётся вакантное место, не заполненное электроном и имеющее положительный заряд – дырка (рис.156).

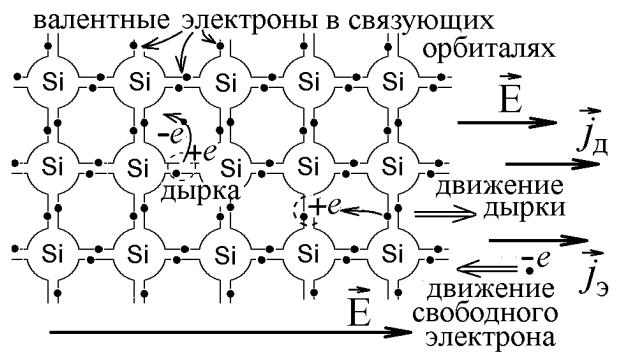


Рис.156

Включив внешнее электрическое поле с напряженностью $\vec{E}_{\text{вн}}$, мы заставим вырвавшиеся свободные электроны проводимости двигаться против поля, создавая ток с плотностью $\vec{j}_э$. Одновременно на такие электроны действуют электрические поля всех соседних ионов и электронов, создающие поле решётки с напряженностью $\vec{E}_{\text{реш}}$. Влияние этих полей учитывают, заменяя массу свободного электрона m_e на эффективную массу m_e^* , и записав уравнение движения электрона в решетке $m_e^* d\vec{v}/dt = -e(\vec{E}_{\text{вн}} + \vec{E}_{\text{реш}})$ в виде

$$m_e^* d\vec{v}/dt = -e\vec{E}_{\text{вн}}. \tag{162}$$

Кроме свободных электронов по решетке начнут двигаться незаполненные вакантные места – дырки, в которые будут за счет туннельного эффекта перескакивать, как показано на рис.156, валентные электроны из соседних орбиталей. Такой процесс можно рассматривать как движение квазичастиц-дырок с эффективной массой m_d^* и с положительным зарядом $+e$, которое создает дырочный ток с плотностью $\vec{j}_д$. Полупроводник обладает одновременно электронной и дырочной проводимостью, а его удельное сопротивление запишется в виде

$$\sigma = n_e e \mu_e + n_d e \mu_d, \tag{163}$$

где n_e , n_d – концентрации электронов и дырок, μ_e , μ_d – их подвижности.

Распределение электронов по энергиям в средах описывается распределением Ферми-Дирака:

$$dn_e = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} f_\Phi(E) dE. \quad (164)$$

Это число электронов в единице объема с энергиями от E до $E + dE$. Здесь

$$f_\Phi(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{(E - E_\Phi)}{k_B T}\right) + 1} \quad (165)$$

– функция Ферми. Она равна вероятности заполнения электроном уровня с энергией E . Как видно, $f_\Phi(E) \leq 1$, т.е. распределение (164) согласуется с принципом Паули. E_Φ – энергия, которая при $T = 0$ К называется энергией Ферми или уровнем Ферми. Это уровень энергии, вероятность заполнения которого равна $f_\Phi(E_\Phi) = 1/2$.

С ростом температуры величина E_Φ незначительно возрастает, и она приобретает другой физический смысл: $E_\Phi(T)$ – величина энергии, на которую изменяется энергия системы при добавлении в неё ещё одной свободной частицы (электрона или дырки). Такая величина в физике называется химпотенциалом. В металлах (проводниках) величина $E_\Phi(T)$ практически совпадает с верхним заполненным электроном энергетическим уровнем в зоне проводимости (рис.154,б).

Чтобы электрон в собственных полупроводниках (Si, Ge и т.п.) оторвался и стал свободным (перешёл в зону проводимости и приобрёл энергию $E = 0$, рис.155), ему надо приобрести энергию, равную ширине запрещенной зоны ΔE_3 . Но при этом на верхних уровнях валентной зоны образуется дырка с энергией $E = -\Delta E_3$ (рис.155). При $m_d^* = m_e^*$ на каждую частицу, электрон и дырку, приходится средняя энергия $E_\Phi = -\Delta E_3/2$, т.е. уровень Ферми E_Φ в собственном полупроводнике расположен посередине запрещенной зоны (рис.155).

Так как при комнатной температуре $k_B T = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К $\cdot 300$ К $\sim 4 \cdot 10^{-21}$ Дж = 0,025 эВ $\ll \Delta E_3$, то единицей в знаменателе формулы (165) можно пренебречь. Вероятность заполнения электронами уровней в зоне проводимости очень мала:

$f_\Phi(E) \approx \exp\left(-\frac{\Delta E_3 + 2E}{2k_B T}\right) \ll 1$. Такой электронный газ называется невыврожденным. Его распределение (164) будет распределением Максвелла-Больцмана, позволяющим рассчитать концентрацию свободных электронов:

$$n_e \approx \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} e^{-\frac{\Delta E_3}{2k_B T}} \int_0^\infty \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_3}{2k_B T}}. \quad (166)$$

Подвижности μ электронов и дырок слабо зависят от температуры, а их концентрации в собственном полупроводнике одинаковы: $n_e = n_d$. Температурная зависимость удельной проводимости (163) полупроводника примет вид $\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E_3/2k_B T)$, а его сопротивление, прямо пропорцио-

нальное удельному сопротивлению и обратно пропорциональное удельной проводимости, $R_{\Pi} \sim 1/\sigma$

зависит от температуры как

$$R_{\Pi} = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E_3}{2k_B T}\right). \quad (167)$$

Чтобы убрать неизвестную постоянную R_0 , запишем соотношение (167) при комнатной температуре T_0 , $R_{\Pi 0} = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E_3}{2k_B T_0}\right)$ и найдём отношение левых и правых частей двух уравнений:

$$\frac{R_{\Pi 0}}{R_{\Pi}} = \exp\left(\frac{\Delta E_3}{2k_B} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right).$$

Вычислим логарифм от этого выражения, $\ln\left(\frac{R_{\Pi 0}}{R_{\Pi}}\right) = \frac{\Delta E_3}{2k_B} \theta$, где $\theta = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}$. Измерив несколько значений сопротивления R_{Π} при разных температурах T , можно построить график зависимости линейной зависимости $\ln(R_{\Pi 0}/R_{\Pi})$ от θ (рис.157).

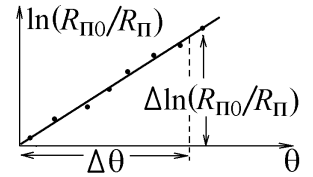


Рис.157

Ширина запрещенной зоны собственного полупроводника вычисляется по тангенсу угла наклона этого графика к оси θ :

$$\Delta E_3 = 2k_B \cdot \frac{\Delta \ln(R_{\Pi 0}/R_{\Pi})}{\Delta \theta}, \quad (168)$$

где $\theta = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}$, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

Концентрация свободных электронов в собственных полупроводниках очень мала $n_e \sim 10^{15} \div 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В металлах она значительно больше, $n_e \sim 10^{29} \div 10^{30} \text{ м}^{-3}$, и практически не меняется с ростом температуры. Существенной становится температурная зависимость подвижности свободных электронов, которая пропорциональна средней длине свободного пробега электрона в металле: $\mu \sim \lambda$.

Для обычного газа из молекул эта длина зависела от эффективного диаметра молекул $\lambda = 1/(\sqrt{2}\pi d^2 n)$. В случае металла подобная зависимость сохранится, но рассеиваются электроны на колеблющихся ионах решетки. Квадрат амплитуды d таких колебаний пропорционален энергии осциллятора (иона), которая возрастает пропорционально температуре: $d^2 \sim E \sim T$. Поэтому зависимость удельной проводимости металла от температуры обратно пропорциональна: $\sigma = \mu e n_e \sim 1/\lambda \sim 1/d^2 \sim 1/T$. Сопротивление металла $R_M \sim 1/\sigma$ растет с ростом температуры практически линейно:

$$R_M = R_0 (1 + \alpha t^0), \quad (169)$$

где α – температурный коэффициент сопротивления металла, R_0 – его сопротивление при температуре $t^0 = 0^\circ \text{C}$.

Построив график линейной зависимости измеряемого сопротивления металла от температуры

в °С (рис.158), можно найти величину R_0 и по тангенсу угла наклона графика к оси t^0 определить величину

$$\alpha = \frac{\Delta R_M}{R_0 \Delta t^0} \quad (170)$$

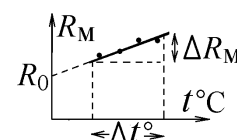


Рис.158

Порядок выполнения работы

1. Разобраться в назначении элементов схемы (см. приложение 2 на лабораторной установке).
2. Ознакомиться с инструкцией по работе с мостом постоянного тока.
3. Подключить исследуемый полупроводник к мосту постоянного тока, поставив ключ S в положение 1. Измерить сопротивление полупроводника $R_{п0}$ при комнатной температуре.
4. Подключить исследуемый металл к мосту постоянного тока, поставив ключ S в положение 2. Измерить сопротивление металла $R_{м0}$ при комнатной температуре.
5. Записать в первую строчку таблицы 1 начальные значения комнатной температуры t_0^0 и сопротивлений $R_{п0}$ и $R_{м0}$.

Таблица 1.

Полупроводник		Металл	
$t^0, ^\circ\text{C}$	$R_{п}, \text{Ом}$	$t^0, ^\circ\text{C}$	$R_{м}, \text{Ом}$
$t_0^0 =$	$R_{п0} =$	$t_0^0 =$	$R_{м0} =$
....			

6. Включить установку в сеть. Тумблером включить нагреватель. Ключ S находится в положении 2. Через каждые 10°C измеряется сопротивление металла R_M . Значения температуры в $^\circ\text{C}$ и измеренных сопротивлений заносятся в таблицу 1.

7. Когда температура достигнет 100°C , выключить нагреватель и подключить к мосту постоянного тока полупроводник, переведя ключ S в положение 1.

При остывании через каждые 10°C измерять сопротивление $R_{п}$ и заносить измеренные величины сопротивления и температуры в $^\circ\text{C}$ в таблицу 1 вплоть до начальной комнатной температуры.

8. После окончания измерений выключить установку.

9. Построить графики зависимости сопротивления полупроводника и металла от температуры $t^0\text{C}$. График зависимости $R_M = f(t^0)$ должен быть прямой линией (рис.158). Пользуясь построенным графиком и формулой (170) определить значение сопротивления металла $R_{м0}$ при $t^0 = 0^\circ\text{C}$ и температурный коэффициент сопротивления металла α .

9. По формуле $T = t^0 + 273 \text{ К}$ перевести температуру в градусы Кельвина. Заполнить таблицу 2. Все вычисленные результаты записывать с точностью до трех значащих цифр. Построить график зависимости $\ln(R_{п0}/R_{п})$ от θ (рис.157). Пользуясь построенным графиком и формулой (168) определить величину ширины запрещенной зоны собственного полупроводника в Дж, а затем в эВ ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Таблица 2.

$T, \text{К}$	$\frac{1}{T}, \text{К}^{-1}$	$\theta = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}, \text{К}^{-1}$	$\frac{R_{п0}}{R_{п}}$	$\ln\left(\frac{R_{п0}}{R_{п}}\right)$	$\Delta E_3, \text{Дж}$	$\Delta E_3, \text{эВ}$
....						

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 41

1. Объясните причину возникновения разрешенных и запрещенных уровней энергии (энергетических зон).
2. Какие энергетические зоны называются зоной проводимости и валентной зоной? Чем отличаются электроны, находящиеся в этих зонах?
3. Сформулируйте принцип Паули. Какую роль он играет при заполнении электронами разрешенных энергетических зон?
4. В чем различие структуры энергетических зон у диэлектрика, полупроводника и металла?
5. Что называется связующими молекулярными орбиталями и что происходит с орбиталями при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости?
6. Почему в металле надо учитывать только электронную проводимость, а в полупроводнике необходимо учесть и электронную и дырочную проводимость? Что такое “дырка”? Каким образом она перемещается?
7. Что называется эффективной массой электрона и дырки? Как величина этой массы влияет на величину тока? При каком условии величина тока, созданного движением электронов, равна величине тока, созданного движением дырок?
8. Как удельная проводимость среды связана с концентрацией свободных заряженных частиц?
9. Что называется распределением Ферми-Дирака? В каком случае это распределение превращается в распределение Максвелла-Больцмана?
10. Что такое функция Ферми и каков её физический смысл?
11. Дайте определение энергии Ферми E_F . Где расположен уровень E_F в металле? В собственном полупроводнике?
12. Какой электронный газ называется невырожденным? Сформулируйте условие невырожденности такого газа.
13. Сделайте вывод выражений (166) для концентрации свободных электронов и (167) для сопротивления полупроводника. Объясните экспоненциальную зависимость этого сопротивления от температуры.
14. Объясните методику вычисления ширины запрещенной зоны полупроводника в данной работе. В каких пределах может изменяться её значение?
15. Объясните причины зависимости сопротивления металла от температуры и линейный характер этой зависимости (169).
16. Что называется температурным коэффициентом сопротивления металла? Объясните способ его определения в данной работе.

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. : Т. 3 §§42-43.
2. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, гл.2 §2.2, гл.5 §5.1, гл.6 §§6.1, 6.2.

Работа №42. Исследование туннельного эффекта с помощью полупроводникового туннельного диода

Цель работы: изучение работы туннельного диода и ознакомление с туннельным эффектом, определение положения уровня Ферми в вырожденном полупроводнике.

Теоретическое описание

Вся кристаллическая решетка полупроводника является одной квантовой системой, в которой, согласно принципу Паули, не могут существовать электроны с одинаковой энергией и другими квантовыми числами. В системе из N атомов каждый энергетический уровень электрона в отдельном атоме из-за взаимодействия с полями соседних частиц расщепляется на N уровней, каждый из которых может быть занят одним электроном. Эти уровни образуют разрешенные энергетические зоны разделенные интервалами энергии шириной ΔE_z , которые электроны иметь не могут (запрещенными энергетическими зонами).

Электроны заполняют разрешенные зоны с наименьшей энергией. Верхняя, полностью заполненная электронами энергетическая зона называется валентной, а лежащая над ней пустая или частично заполненная зона – зоной проводимости (рис.159).

Электроны из валентной зоны находятся в связующих межатомных орбиталях, связаны с атомами. В полупроводниках зона проводимости при $T = 0$ К пуста, и отделена от валентной зоны узкой запрещенной зоной шириной $\Delta E_z \sim 1$ эВ. Переходя в зону проводимости, валентные электроны вырываются из связи и становятся свободными. На их месте в решетке образуются вакантные незаполненные места с положительным зарядом, которые могут перемещаться по решётке за счет туннельных скачков валентных электронов из соседних связей (рис.156). Это перемещение принято представлять движением свободной квазичастицы-дырки с положительным зарядом $+e$. Таким образом, в полупроводнике создаются два тока (электронный и дырочный), направленные в одну сторону (рис.156). Дырки заполняют верхние уровни валентной зоны которые покинули электроны (рис.159).

Полупроводники легируют, добавляя в их решетку донорную примесь (атомы с бóльшим числом валентных электронов, рис.170). Тогда вблизи зоны проводимости такого полупроводника n -типа образуется узкая зона донорных уровней энергии (рис.169). При добавлении акцепторной примеси (атомов с мёньшим числом валентных электронов, рис.171) акцепторные уровни энергии в получившемся полупроводнике p -типа образуются вблизи валентной зоны (рис.172). Число этих уровней равно числу атомов примеси. В сильно легированных примесных полупроводниках концентрация примеси настолько велика, что донорные и акцепторные уровни сливаются, соответственно, с зоной проводимости и с валентной зоной (рис.160). Донорные электроны и дырки, образовавшиеся на акцепторных уровнях, становятся свободными и могут перемещаться по всему полупроводнику.



Рис.159

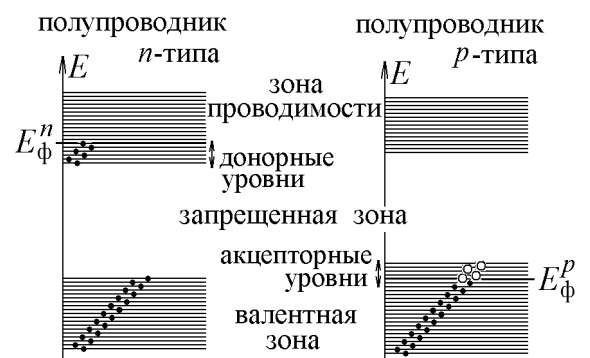


Рис.160

Энергией Ферми $E_{\text{Ф}}$ называют минимальную величину энергии, которую надо затратить, чтобы добавить в кристаллическую решётку ещё один свободный электрон или дырку. Так как в соответствии с принципом Паули эта частица может занять только свободный уровень энергии, то в полупроводнике n -типа этот уровень $E_{\text{Ф}}^n$ практически совпадает с верхним уровнем заполненным электроном в зоне проводимости, а в полупроводнике p -типа – с нижним уровнем энергии $E_{\text{Ф}}^p$, заполненным дыркой (рис.160).

При контакте полупроводников разного типа отрицательно заряженные электроны из полупроводника n -типа начинают за счет диффузии проникать в полупроводник p -типа, а положительно заряженные дырки – в обратном направлении. На границе контакта они рекомбинируют (электроны заполняют вакантные места в межатомных орбиталях). Возникает двойной электрический слой – запирающий слой малой ширины δ , обеднённый свободными носителями заряда. Его поле с разностью потенциалов $\Delta\varphi_3$ препятствует дальнейшему переносу частиц и энергии частиц электронного и дырочного газа. Уровни энергии в полупроводниках сдвигаются на величину энергии $e\Delta\varphi_3$ необходимой электрону для преодоления запирающего поля, а энергии Ферми, выравниваются (рис.161): $E_{\text{Ф}}^{p'} = E_{\text{Ф}}^p + e\Delta\varphi_3 = E_{\text{Ф}}^n$.

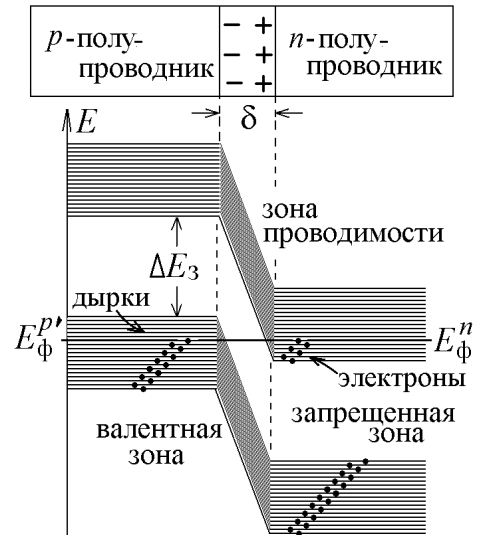


Рис.161

Электроны с эффективной массой m_e^* (162) заполняют уровни энергии в соответствии с рас-

пределением Ферми-Дирака: $dn_e = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} f_{\text{Ф}}(E) dE$ (это число электронов в единице объема с

энергиями от E до $E + dE$), где $f_{\text{Ф}}(E) = \frac{1}{\exp((E - E_{\text{Ф}})/k_{\text{Б}}T) + 1}$ - функция Ферми, равная вероятно-

сти заполнения электроном уровня с энергией E . Уровень энергии $E = 0$ для свободных электронов соответствует дну зоны проводимости. Так как при комнатной температуре $k_{\text{Б}}T \approx 0,025$ эВ $\ll E_{\text{Ф}}$, то график функции $f_{\text{Ф}}(E)$, изображенный на рис.162, показывает, что все уровни энергии вплоть до уровня Ферми $E_{\text{Ф}}$ будут заполнены электронами, а уровни, лежащие выше – свободны (рис.161). Такой электронный газ называется вырожденным и отличается от невырожденного электронного газа в слабо легированных полупроводниках, подчиняющегося распределению Максвелла-Больцмана (166). Так же вырожден будет газ дырок. Поэтому уровни энергии в валентной зоне p -полупроводника, лежащие выше уровня Ферми $E_{\text{Ф}}^{p'}$ (рис.161) не заполнены.

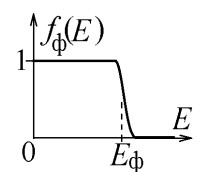


Рис.162

Приложим к p - n -переходу прямое внешнее напряжение $U_{\text{вн}}$, уменьшая ширину запирающего слоя δ и смещая энергетические уровни в n -полупроводнике вверх относительно энергетических уровней в p -полупроводнике на величину $eU_{\text{вн}}$ (рис.163). Напротив занятых электронами уровней вблизи дна зоны проводимости n -полупроводника окажутся незанятые уровни энергии вблизи верха

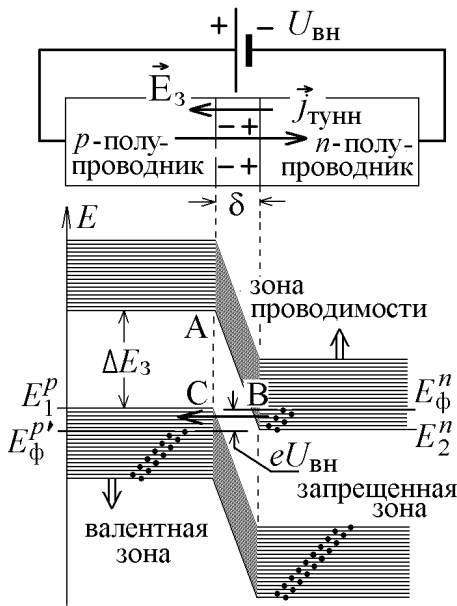


Рис.163

валентной зоны p -полупроводника (дырки). Эти области разделены треугольным потенциальным барьером ABC запрещенной зоны (рис.164).

Ширина δ барьера мала, и электроны из зоны проводимости n -области могут преодолеть его за счет туннельного эффекта в направлении, показанном стрелкой на рис.163. Квантовая теория даёт выражение для коэффициента прохождения или вероятности преодоления барьера:

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{\delta} \sqrt{2m_e^* (U(x) - E)} dx \right), \quad (171)$$

где потенциальная энергия $U(x)$ электрона меняется пропорционально величине напряженности \vec{E}_3 электрического поля в пределах запирающего слоя (рис.164): $U(x) = E + E_0 - eE_3x$,

$E_0 = eE_3\delta$. Подставляя это выражение в (171) и интегрируя, находим

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{4\sqrt{2m_e^*E_0}}{3\hbar} \delta \right). \quad (172)$$

Так как $E_0 \approx \Delta E_3 \sim 1$ эВ, то величина коэффициента прохождения D увеличится до долей единицы, если ширина запирающего слоя δ уменьшится до $\sim 10^{-8}$ м. В обычных полупроводниковых p - n -переходах $\delta \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ м. Эти характерные величины дают представление об условиях, при которых туннельный переход в полупроводниках становится существенным.

Вольт-амперная характеристика полупроводникового туннельного диода (p - n -перехода) показана на рис.165. Величина энергии E электрона при туннельном эффекте не изменяется. При постепенном увеличении прямого внешнего напряжения $U_{вн}$ против заполненных электронами уровней в зоне проводимости n -полупроводника оказывается всё больше пустых уровней валентной зоны p -полупроводника. Число туннельных переходов и туннельный ток $I_{тунн}$ возрастают (участок “а-б” на рис.165). Происходит рекомбинация электронов и дырок, но их поток не прекращается, поскольку они инжектируются в полупроводники внешним источником тока.

Этот ток достигает максимума в точке “б”, когда максимально перекрываются области заполненных электронами уровней зоны проводимости n -полупроводника и области незаполненных уровней валентной зоны p -полупроводника, как показано на рис.163. Расчет показывает, что максимум туннельного тока достигается при величине прямого внешнего напряжения, равной

$$U_m = \frac{2}{3} \frac{(E_{\Phi}^n - E_2^n) + (E_1^p - E_{\Phi}^{p'})}{e}, \text{ где } e - \text{заряд электрона, } E_1^p - \text{значение энергии, соответствующее}$$

верхнему краю валентной зоны p -области, E_2^n - значение энергии, соответствующее нижнему краю

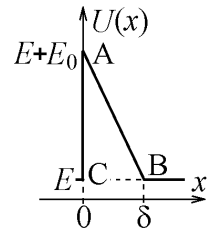


Рис.164

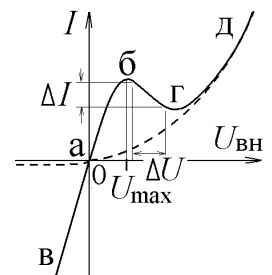


Рис.165

зоны проводимости n -области, $E_{\Phi}^{p'}$ и E_{Φ}^n - уровни Ферми в p - и n -областях (см.рис.163). Если считать, что концентрации примеси в обоих полупроводниках равны, то $U_m = \frac{4}{3} \frac{E_{\Phi}^n - E_2^n}{e}$, что позволяет определить положение уровня Ферми в туннельном полупроводниковом диоде относительно дна зоны проводимости в n -области:

$$E_{\Phi}^n - E_2^n = \frac{3}{4} e U_m. \quad (173)$$

При дальнейшем увеличении прямого напряжения $U_{вн}$ заполненные уровни зоны проводимости n -полупроводника сместятся еще выше и окажутся напротив запрещенной зоны p -полупроводника, куда электроны переходить не могут (рис.166). Туннельный ток уменьшается (точка "г" на рис.165). Если продолжать увеличивать $U_{вн}$, то растет вклад диффузионных потоков электронов и дырок, создающих вольт-амперную характеристику обычного полупроводникового диода. На рис.165 эта характеристика показана штриховой линией. Поэтому с ростом прямого внешнего напряжения ток в туннельном p - n -переходе снова начнет возрастать (участок "д" на рис.165).

Падающий участок "б-г" вольт-амперной характеристики (рис.165) соответствует отрицательному дифференциальному сопротивлению p - n -перехода:

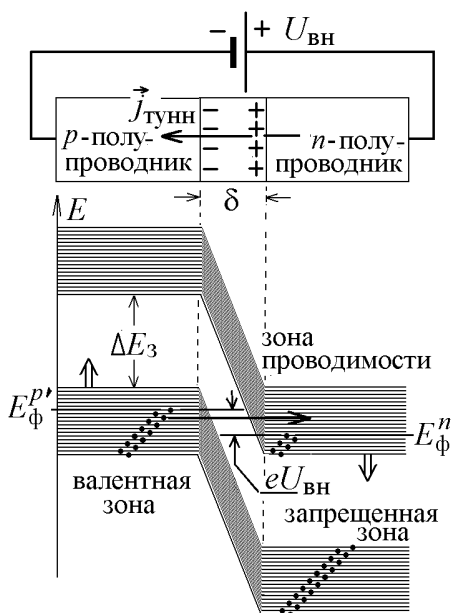
$$R_d = \frac{dU_{вн}}{dI} = -\frac{\Delta U}{\Delta I} < 0. \quad (174)$$


Рис.167

Односторонней проводимостью туннельные p - n -переходы не обладают. Приложив к такому переходу обратное напряжение $U_{вн} < 0$, мы сместим уровни энергии в другую сторону (рис.167). Напротив заполненных электронами уровней энергии валентной зоны p -полупроводника окажутся свободные уровни зоны проводимости n -полупроводника, и туннельные переходы будут происходить в обратную сторону. На вольт-амперной характеристике это соответствует туннельному обратному току (участок "в" на рис.165).

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться со схемой установки, которая включается ключом S. Потенциометр R позволяет регулировать напряжение на туннельном диоде Д (рис.168)
2. Включить установку в сеть.
3. Снять зависимость $I = f(U)$,

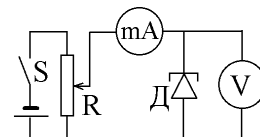


Рис.168

плавно изменяя напряжение U на диоде с помощью потенциометра от 0 до максимума через равные интервалы. С увеличением U величина тока I сначала должна расти, потом уменьшаться, потом снова расти (рис.165). Полученные данные записать в таблицу.

$U, \text{ В}$											
$I, \text{ мА}$											

4. Выключить установку. Построить вольтамперную характеристику туннельного диода $I = f(U)$ на миллиметровой бумаге.

5. Определить значение напряжения U_m , при котором туннельный ток имеет максимальное значение (точка "б" на рис.165), и с помощью формулы (173) определить в электрон-вольтах положение уровня Ферми для туннельного p - n -перехода относительно дна зоны проводимости в n -области.

6. По построенному графику и формуле (174) рассчитать дифференциальное сопротивление "падающего" участка кривой (участок "б-г" на рис.165).

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 42

1. Объясните причину возникновения разрешенных и запрещенных энергетических зон.
2. Какие энергетические зоны называются зоной проводимости и валентной зоной? Чем отличаются электроны, находящиеся в этих зонах?
3. Как образуются и где расположены акцепторные и донорные уровни энергии в примесных полупроводниках? Что с ними происходит в полупроводниках, образующих туннельный p - n -переход?
4. Что называется энергией Ферми? Где находится уровень Ферми?
5. Сформулируйте принцип Паули. Какую роль он играет при заполнении электронами разрешенных энергетических зон?
6. В чем отличие обычного и туннельного полупроводникового диода? Какая функция распределения описывает электронный и дырочный газ в этих полупроводниках?
7. Каков физический смысл функции Ферми? Нарисуйте графики этой функции для собственного и сильно легированного примесью полупроводника и с их помощью объясните, чем отличается вырожденный и невырожденный электронный газ.
8. В чем заключается сущность туннельного эффекта?
9. Объясните, какой потенциальный барьер преодолевают электроны за счет туннельного эффекта в данной работе? Получите формулу (172) из (171).
10. По какой причине туннельные переходы отсутствуют, если на туннельный диод не подавать внешнее напряжение (рис.161)?
11. Нарисуйте энергетические диаграммы туннельного p - n -перехода при различных величинах внешнего напряжения и с их помощью объясните все участки вольт-амперной характеристики на рис.165.
12. При каком условии туннельный ток в диоде будет максимальным?
13. Почему имеется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и как его рассчитать?
14. Почему при обратном включении туннельного диода в нем появляется большой ток?
15. Сравните вольт-амперные характеристики обычного и туннельного полупроводникового диода (p - n -перехода). Объясните их различие.

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. : Т. 3 §45.

2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С., Семин В.А. Основы квантовой теории и атомной физики,- изд. ТулГУ. 2010, гл.5 §1.
3. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1,- изд. ТулГУ. 2014, гл.3 §3.1-3.4, гл.6 §6.5.

Работа №43. Определение ширины запирающего слоя p - n -перехода и концентрации примеси в области лавинного пробоя

Цель работы: ознакомление с работой полупроводникового, изучение механизма лавинного пробоя p - n -перехода, определение ширины запирающего слоя и концентрации примеси.

Теоретическое описание

Кристаллическая решетка полупроводника является одной квантовой системой, в которой, согласно принципу Паули, не могут существовать электроны с одинаковой энергией и другими квантовыми числами. Поэтому каждый разрешенный уровень энергии атома расщепляется на очень близко расположенные уровни энергии, каждый из которых может занимать один электрон – разрешенные энергетические зоны. Они разделены интервалами энергий, которые электроны иметь не могут – запрещенными энергетическими зонами шириной ΔE_z . Электроны заполняют зоны с наименьшими энергиями. Верхняя полностью заполненная электронами разрешенная зона называется валентной. Электроны из валентной зоны связаны с атомами решетки и не могут создавать ток.

Следующая, лежащая выше, разрешенная зона называется зоной проводимости. В собственных полупроводниках при $T = 0$ К зона проводимости пуста и отделена от валентной зоны достаточно узкой запрещенной зоной ширины $\Delta E_z \leq 1$ эВ. При нагревании валентный электрон может оторваться от атома и перейти в зону проводимости (стать свободным). На месте, которое он покинул, образуется вакантное место – “дырка” с положительным зарядом (рис.169). Такое вакантное незаполненное электроном место может заполняться соседним валентным электроном, перескакивающим за счет туннельного эффекта, как показано на рис.156. В результате дырка перемещается по решетке и её можно рассматривать как свободную положительную квазичастицу-дырку. Свободные носители заряда (вырвавшиеся из атомов электроны и дырки) называются собственными. Их концентрации одинаковы: $n_e = n_d$.



Рис.169

Обычно собственные полупроводники – это элементы с четырьмя валентными электронами (например, Si или Ge). Их легируют, добавляя в них примесь атомов с большим или меньшим числом валентных электронов.

Чтобы получить полупроводник с электронной проводимостью (полупроводник n -типа), в решетку собственного полупроводника вводят донорную примесь, атомы которой имеют на один валентный электрон больше, чем атомы решетки. Для Si и Ge донорной примесью будет, например, фосфор P (рис.170).

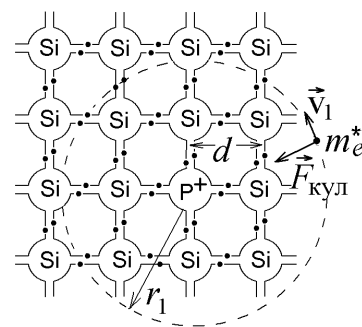


Рис.170

Лишний электрон в атоме примеси не участвует в создании межатомной связи, но связан с положительным ионом примеси P^+ кулоновской силой. Можно считать, что этот электрон находится на первой боровской орбите с радиусом r_1 . Решая систему из уравнения движения и постулата

квантования Бора, $m_e^* \frac{v_1^2}{r_1} = F_{\text{кул}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1^2}$, $m_e^* v_1 r_1 = 1 \cdot \hbar$, находим энергию электрона, имеющего

эффективную массу m_e^* (см.(162)) в основном состоянии

$$E_1 = \frac{m_e^* v_1^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1} = -\frac{e^4 m_e^*}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2 \hbar^2}, \quad (175)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Эта энергия мала, $E_1 \sim -0,01$ эВ, и образует донорный уровень энергии, находящийся в запрещенной зоне на небольшом расстоянии $\Delta E_d = |E_1|$ от дна зоны проводимости (рис.169). Согласно принципу Паули, число донорных уровней равно числу атомов примеси в решетке. При нагреве легированного полупроводника до температур $T \geq |E_1|/k_B \sim 100$ К, где k_B – постоянная Больцмана, все донорные электроны отрываются от ионов и становятся свободными, переходят в зону проводимости (рис.155 и 156). Уже при комнатной температуре в полупроводнике n -типа находится большое число свободных донорных электронов с концентрацией $n_e^n = n_o \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$ (основных носителей заряда) и намного меньшее число дырок (неосновных носителей заряда) с концентрацией $n_d^n = n_n < 10^{20} \text{ м}^{-3}$, возникающих при переходе электронов из валентной зоны.

Полупроводник p -типа получают при внедрении акцепторной примеси с меньшим числом валентных электронов в атоме, например бора B (рис.171). Атом примеси B электрически нейтрален, и вакантная связь A не является положительно заряженной дыркой. Но уровень энергии, соответствующий состоянию A находится на малом расстоянии $\Delta E_a \sim 0,01$ эВ от верхнего уровня валентной зоны (рис.172). Он называется акцепторным уровнем.

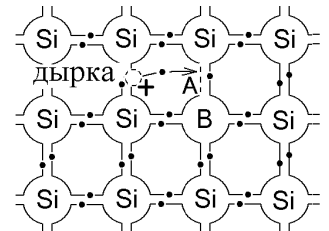


Рис.171

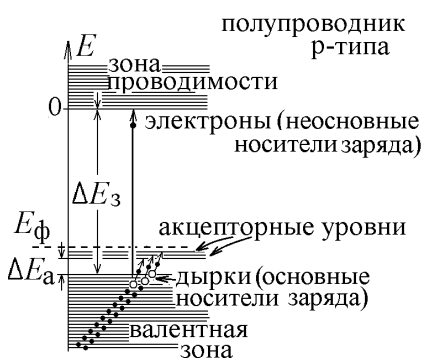


Рис.172

Число акцепторных уровней равно числу атомов акцепторной примеси.

Уже при небольшой температуре валентные электроны из соседних связей за счет туннельного эффекта перескакивают на вакантные места A (рис.171). Все акцепторные уровни заполняются электронами. В валентной зоне p -полупроводника появятся основные носители заряда – дырки с концентрацией $n_d^p = n_o \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

При этом число электронов, вырывающихся из валентной зоны и переходящих в зону проводимости мало, т.е. в p -полупроводнике электроны с концентрацией $n_e^p = n_n < 10^{20} \text{ м}^{-3}$ будут неосновными носителями заряда.

Среднюю энергию частиц электронно-дырочного газа характеризуют величиной энергии Ферми E_F , Она равна изменению энергии газа при добавлении одной частицы. В полупроводнике

n -типа уровень $E_{\text{ф}}$ расположен вблизи донорных, а в полупроводнике p -типа – вблизи акцепторных уровней (штриховая линия на рис.169 и 172).

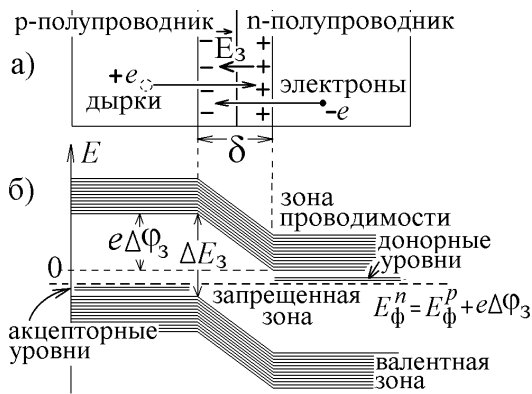


Рис.173

Соединим полупроводники p - и n -типа, создавая p - n -переход (рис.173). Концентрация n_e^n электронов в полупроводнике n -типа намного превышает их концентрацию n_e^p в полупроводнике p -типа. Возникает диффузионный поток электронов из n - в p -полупроводник и аналогичный диффузионный поток дырок из p - в n -полупроводник. В месте контакта диффундирующие электроны и дырки рекомбинируют (свободные электроны заполняют вакантные места в межатомных связях, возвращаясь в валентную зону). Образуется запирающий слой ширины δ , обеднённый свободными носителями заряда (рис.173). Так как электроны и дырки переносят заряд, то запирающий слой будет двойным электрическим слоем, запирающее поле \vec{E}_z которого препятствует диффузии основных носителей заряда и помогает диффузии неосновных носителей.

В результате возникшей контактной разности потенциалов $\Delta\varphi_3$ уровни энергии электронов в p -области будут смещены вверх на величину $e\Delta\varphi_3$ (рис.173). При этом уровни Ферми, или средние энергии свободных носителей заряда в n - и p -полупроводниках, находящихся в контакте, выравниваются:

$$E_{\text{ф}}^n = E_{\text{ф}}^p + e\Delta\varphi_3. \quad (176)$$

Диффузионные потоки электронов и дырок из n - в p -область и из p - в n -область, пропорциональные концентрации частиц вблизи контактного слоя, уравновешены. Но основным носителям заряда приходится преодолевать потенциальный барьер высоты $e\Delta\varphi_3$. Число частиц, способных преодолеть барьер, мало и определяется распределением Больцмана. Поток неосновных носителей запирающее поле помогает, и они преодолевают контактный слой полностью. Условие равенства диффузионных потоков, например, электронов, запишется как

$$j_{n \rightarrow p} = \text{const} \cdot n_e^n \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_3}{k_B T}\right) = j_{p \rightarrow n} = \text{const} \cdot n_e^p. \quad (177)$$

Подключим теперь к p - n -переходу источник внешнего напряжения, который создает на клеммах p - n -перехода разность потенциалов $\Delta\varphi_{\text{внеш}} = U_{\text{вн}}$ и дополнительное электрическое поле с напряженностью $\vec{E}_{\text{вн}}$. Уровни Ферми в p - и n -областях сместятся на величину $eU_{\text{вн}}$. Если поле $\vec{E}_{\text{вн}}$ направлено противоположно запирающему полю \vec{E}_z p - n -перехода, то толщина запирающего слоя уменьшается (рис.174). Такое подключение p - n -перехода называется прямым. Потенциальный барьер для основных носителей заряда уменьшается, их диффузионный поток возрастает и не скомпенсирован обратным потоком неосновных

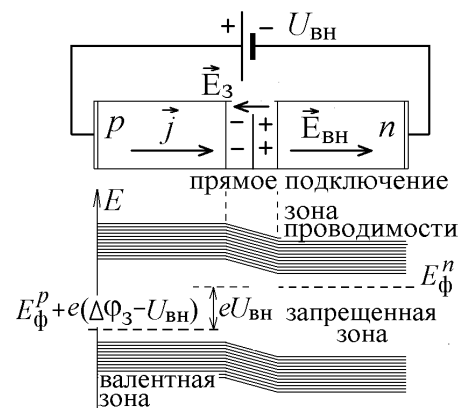


Рис.174

носителей. Так как эти потоки переносят электрический заряд, то в p - n -переходе возникает прямой электрический ток, который с учетом (177) запишется для электронов в виде

$$j_e = j_{n \rightarrow p} - j_{p \rightarrow n} = \text{const} \cdot n_e^n \exp\left(-\frac{e(\Delta\Phi_3 - U_{\text{вн}})}{k_B T}\right) - \text{const} \cdot n_e^p = \text{const} \cdot n_e^p \left(\exp\left(\frac{eU_{\text{вн}}}{k_B T}\right) - 1\right).$$

Аналогичный ток в том же направлении создадут и дырки.

Если поменять полюса внешнего источника (рис.175), то созданное им поле $\vec{E}_{\text{вн}}$ будет усиливать запирающее поле \vec{E}_3 . Толщина запирающего слоя увеличится, как и величина потенциального барьера. Это – обратное подключение p - n -перехода. Знак $U_{\text{вн}}$ в формуле для тока поменяется, и малым слагаемым $\exp(-eU_{\text{вн}}/k_B T)$ можно пренебречь. Через p - n -переход потечет обратный ток, который практически будет током неосновных носителей заряда $j_{\text{неосн}} = -\text{const} \cdot n_e^p$.

Получили зависимость величины тока I , протекающего через p - n -переход, от величины приложенного внешнего напряжения $U_{\text{вн}}$, или вольт-амперную характеристику p - n -перехода (рис.176):

$$I = I_{\text{неосн}} \left(\exp\left(\frac{eU_{\text{вн}}}{k_B T}\right) - 1 \right). \quad (178)$$

Ток создается движением как электронов, так и дырок. Так как концентрация неосновных носителей заряда очень мала: $n_e^p \ll n_e^n$, то обратный ток очень мал и практически постоянен. Но при возрастании обратного напряжения до величины $U_{\text{пр}}$ (напряжения пробоя), обратный ток резко возрастает (рис.176). Это – лавинный пробой.

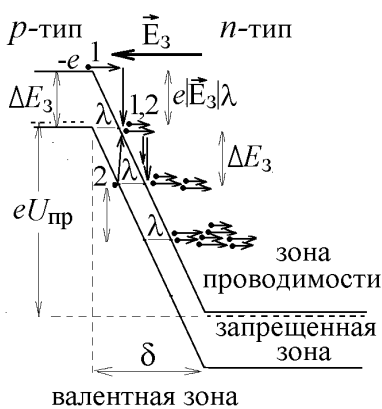


Рис.177

Число носителей заряда и обратный ток растут лавинообразно.

При выбивании электрона из валентной зоны образуется квазичастица-дырка с положительным зарядом $+e$, которая ускоряется полем \vec{E}_3 в противоположном направлении и, пройдя расстоя-

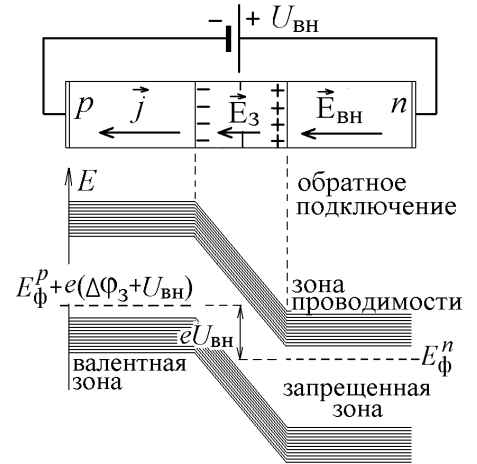


Рис.175

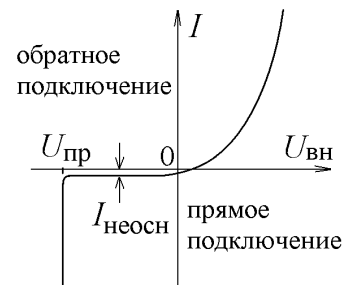


Рис.176

Причина появления пробоя в том, что с ростом обратного напряжения возрастает величина напряженности \vec{E}_3 запирающего поля, ускоряющего неосновные носители заряда, например, электроны в p -полупроводнике (рис.177). На расстоянии средней длины свободного пробега λ потенциал поля изменяется на величину $E_3 \lambda$ и электрон с зарядом $-e$ приобретает энергию $eE_3 \lambda$. Если эта энергия превышает ширину запрещенной зоны, $eE_3 \lambda \geq \Delta E_3$, то первоначально ускорявшийся электрон 1 отдает её валентному электрону 2 и выбивает его из межатомной связи (валентной зоны). Далее электроны 1 и 2 снова ускоряются полем \vec{E}_3 , и пройдя расстояние λ выбивают новые элект-

ние λ , приобретает энергию, достаточную для образования новой электронно-дырочной пары и т.п. (рис.178). Лавинообразное нарастание числа носителей тока может происходить на расстоянии порядка средней длины свободного пробега λ .

Величина запирающего поля не одинакова в разных точках запирающего слоя. В данной работе используется несимметричный p - n -переход на основе кремния Si с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 12$. p -полупроводник легирован сильно и содержит огромное число атомов примеси. Поэтому слой отрицательного заряда, возникшего после диффузии в него электронов очень узок. n -полупроводник легирован слабо и область положительного объёмного заряда, появившегося после рекомбинации с пришедшими

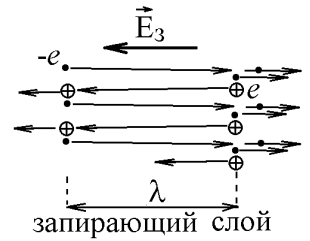


Рис.178

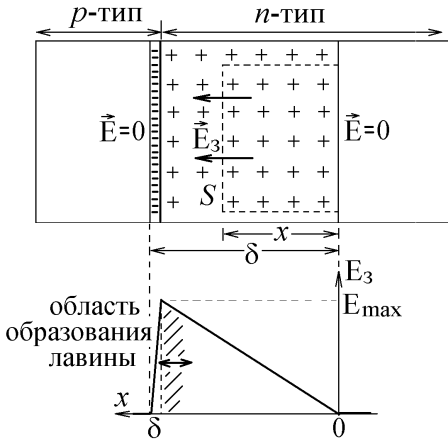


Рис.179

ми дырками, занимает практически всю ширину δ запирающего слоя (рис.179).

Плотность этого заряда определяется величиной концентрации донорной примеси в n -полупроводнике: $\rho = en_e^n$, которая всюду одинакова. Зависимость напряженности запирающего поля от расстояния x ищем с помощью теоремы Гаусса для замкнутой поверхности, обозначенной штриховой линией на рис.179, внутри которой находится заряд $q = \rho Sx$. Вне запирающего слоя $\vec{E}_3 = 0$, и линии \vec{E}_3 пересекают только одну поперечную площадку S . Тогда

$\oint \vec{E}_3 d\vec{S} = E_3 S = q / \varepsilon \varepsilon_0$, откуда $E_3 = \rho x / \varepsilon \varepsilon_0$. График этой функции

практически образует треугольник (рис.179). При возникновении лавинного пробоя разность потенциалов на запирающем слое или напряжение пробоя будет равна площади под графиком:

$$\Delta\varphi_3 = U_{пр} = \int_0^{\delta} E_3 dx = \frac{1}{2} E_{max} \delta = \frac{en_e^n \delta^2}{2\varepsilon \varepsilon_0}. \text{ Отсюда получаем выражение для концентрации примеси:}$$

$$n_e^n = \frac{2\varepsilon \varepsilon_0}{e\delta^2} U_{пр}. \quad (179)$$

Рассчитать формулу для определения ширины δ по измеренной величине $U_{пр}$ сложно, так как лавинный пробой будет возникать не во всей области запирающего слоя, а только в области с достаточно большой величиной запирающего поля. На рис.179 эта область заштрихована. Поэтому используется формула экспериментально определенной зависимости для данного типа p - n -перехода:

$$\delta = \frac{2U_{пр}}{b} \ln\left(\frac{2aU_{пр}}{b}\right), \quad (180)$$

где a и b – постоянные, приведенные на экспериментальной установке.

Явление лавинного пробоя используется для создания полупроводниковых стабилитронов (диодов Зенера). Это p - n -переход (полупроводниковый диод), работающий при подаче обратного напряжения, в области лавинного пробоя. Схема подключения и вольт-амперная характеристика стабилитрона показаны на рис.180. Задача стабилитрона – стабилизировать напряжение. Как бы

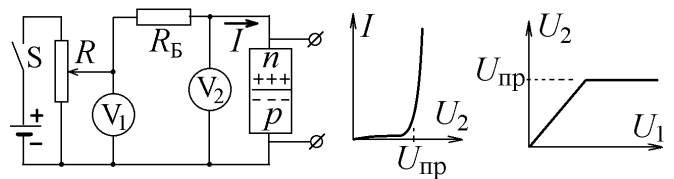


Рис 180

ни росло подаваемое на стабилитрон напряжение U_1 , при достижении напряжения пробоя $U_{пр}$ напряжение U_2 , снимаемое со стабилитрона, становится равным $U_2 = U_{пр}$ и остаётся постоянным (рис.180).

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться со схемой установки, показанной на рис.181. Входное напряжение $U_1 = U_B + U_2$ снимается с потенциометра R и подаётся на последовательно соединённые балластное сопротивление R_B и один из элементов:

а) стабилитрон C; б) диод Д в случае прямого подключения;
в) диод Д в случае обратного подключения. Электрический ток, текущий через этот элемент, определяется по формуле

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R_B} \quad (181)$$

Лицевая панель установки изображена на рис.182. При отжатой кнопке “выбор” в цепь рис.181 подключается стабилитрон. При нажатой кнопке “выбор” в цепь подключается полупроводниковый диод в режиме прямого включения, если нажата кнопка “диод”, и в режиме обратного включения, если кнопка “диод” отжата. Горящий светодиод-индикатор показывает, какой из элементов подключен к сопротивлению R_B

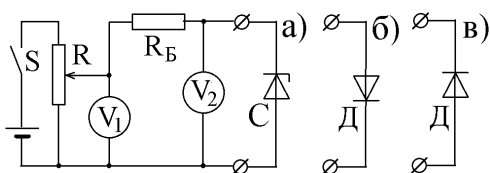


Рис.181

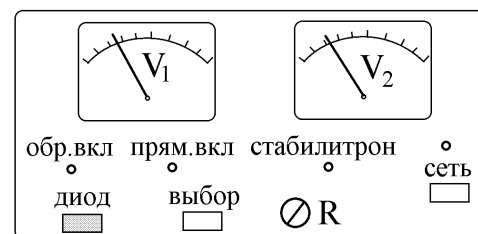


Рис.182

2. Ручку потенциометра R повернуть против часовой стрелки до упора.
3. Включить установку в сеть и замкнуть цепь ключом S (кнопка “сеть”).
4. Меняя входное напряжение U_1 от 0 до максимально возможного через равные интервалы, снять зависимость $U_2 = f(U_1)$ для стабилитрона и для диода с прямым и обратным подключением. Данные занести в таблицу.
5. Выключить установку.
6. По формуле (181) определить значение тока I , протекающего через стабилитрон или диод, для каждого значения напряжения U_1 . Результаты занести в таблицу.

$R_B = \dots\dots\dots$ Ом (значение приведено на установке)

Таблица

стабилитрон	U_1 , В											
	U_2 , В											
	I , мА											
диод, прямое включение	U_1 , В											
	U_2 , В											
	I , мА											
диод, обратное включение	U_1 , В											
	U_2 , В											
	I , мА											

8. Построить графики зависимостей $I = f(U_2)$ для стабилитрона и диода. Сравнить их с графиками на рис.180 и 176

9. По графику $I = f(U_2)$ для стабилитрона определить значение напряжения пробоя $U_{пр}$ (см.рис.180).

10. По формуле (180) рассчитать ширину запирающего слоя p - n -перехода стабилитрона δ .

11. По формуле (179) вычислить концентрацию основных носителей заряда (концентрацию примеси) n . Величины a , b и ϵ приведены на установке.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 43

1. Какие энергетические зоны называются зоной проводимости и валентной зоной? Чем отличаются электроны, находящиеся в этих зонах? Почему электроны не могут находиться в запрещенной зоне?
2. Что такое квазичастица-дырка? Как она образуется и перемещается?
3. Чем отличаются собственные и примесные полупроводники?
4. Чем отличаются полупроводники p -типа и n -типа? Что является основными и неосновными носителями заряда в этих полупроводниках? Каким образом они появляются в полупроводнике, и от чего зависит их число? При каких условиях число неосновных носителей в полупроводнике может превысить число основных носителей заряда?
5. Как возникают донорные и акцепторные уровни энергии?
6. Получите формулу (175) и объясните её вывод.
7. Что называется энергией (уровнем) Ферми и где расположен этот уровень в полупроводниках n - и p -типа?
8. Как возникает запирающий слой в p - n -переходе? Чем определяется направление напряженности запирающего поля?
9. Объясните формулу (177).
10. Имеется p - n -переход. Как надо подключить внешний источник напряжения, чтобы запирающий слой уменьшился? Увеличился? Какое подключение называется прямым и обратным?
11. Объясните график вольт-амперной характеристики p - n -перехода. Почему ток при прямом включении возрастает экспоненциально, а при обратном включении не изменяется?
12. Почему p - n -переход используют в качестве выпрямителя тока?
13. Почему при увеличении обратного напряжения наблюдается резкое усиление тока неосновных носителей заряда?
14. Объясните возможные механизмы лавинного пробоя.
15. Как работает полупроводниковый стабилитрон и каково его назначение?
16. Проделайте вывод напряженности запирающего поля в несимметричном p - n -переходе (рис.179).
17. Получите формулу (179) для концентрации примеси основных носителей заряда.
18. Как изменится формула (179), если p - n -переход будет симметричным (концентрации примеси в обоих полупроводниках одинаковы)?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. : Т. 3 §§42-43, 45.
2. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, гл.6 §6.2, 6.3, 6.5.

Работа №44. Изучение полупроводникового триода

Цель работы: ознакомление с устройством и работой полупроводникового триода, снятие входной и выходной характеристик, определение коэффициента усиления.

Теоретическое описание

Полупроводники легируют, добавляя в их решётку примесь. Если атомы примеси содержат большее число валентных электронов, чем атомы основной решетки полупроводника, то примесь называется донорной, и в полученном таким образом примесном полупроводнике n -типа основными носителями заряда будут электроны. Атомы акцепторной примеси содержат меньшее число валентных электронов, и в примесном полупроводнике p -типа основными носителями заряда будут квазичастицы-дырки.

В области контакта полупроводников p - и n -типа возникает запирающий слой, электрическое поле которого препятствует току основных носителей и помогает току неосновных носителей заряда. Прилагая к контакту прямое внешнее напряжение, можно уменьшить запирающий слой и увеличить ток основных носителей. При включении обратного напряжения ток основных носителей отсутствует и через p - n -переход течет очень малый обратный ток неосновных носителей заряда (рис.176). Детальное объяснение появления примесной проводимости в полупроводниках p - и n -типа и объяснение вольт-амперной характеристики p - n -перехода можно прочесть в описании работы №43.

Полупроводниковый триод (биполярный транзистор) состоит из трех легированных областей с чередующимся типом проводимости (p - n - p или n - p - n): эмиттера, базы и коллектора. Он позволяет управлять током, текущим по полупроводнику и усиливать либо входное напряжение, либо ток. Входной сигнал подается на эмиттерный переход (p - n -переход между эмиттером и базой), выходной – снимается с коллекторного p - n -перехода между базой и коллектором. В данной работе p - n - p -транзистор подключен по схеме с общей базой (рис.183).

Входным сигналом будет падение напряжения $U_{вх} = U_{э}$ между эмиттером и базой, которое можно изменять с помощью реостата. В соответствии с рис.174 такое подключение будет прямым для p - n -перехода на границе эмиттер-база. Толщина запирающего слоя в этом переходе уменьшается, а ток $I_{э}$, текущий через эмиттер резко увеличивается даже при небольшом увеличении $\Delta U_{э}$ входного напряжения.

Создающие ток $I_{э}$ основные носители заряда (в данном случае это дырки из p -области) попадают в базу и начинают рекомбинировать с основными носителями заряда в ней (с электронами). Из-за этого проникающий из эмиттера поток основных носителей заряда должен уменьшаться с глубиной проникновения в базу. Расстояние l_d , на котором такой поток уменьшается в $e = 2,72$ раз, называют диффузионной длиной.

Базу делают настолько тонкой, что ее толщина $l_б \ll 10^{-7}$ м оказывается много меньше диффузионной длины: $l_б \ll l_d$. Поэтому основные носители заряда в эмиттере, создающие ток $I_{э}$, не успе-

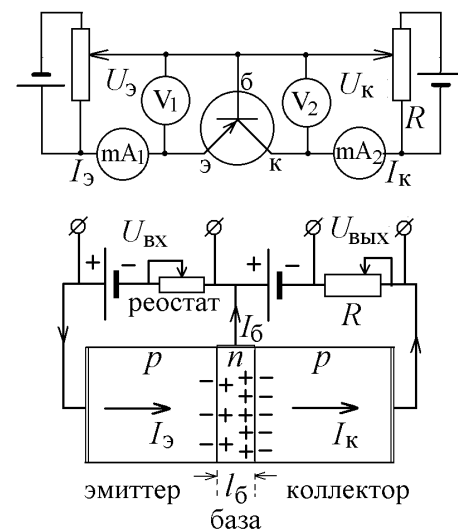


Рис.183

вают рекомбинировать в базе и оказываются в коллекторе, где создают ток I_K . Кроме того, чтобы уменьшить рекомбинацию в базе ее легируют значительно слабее, чем эмиттер и коллектор. Поэтому число носителей заряда, не успевших рекомбинировать в базе и перескочивших из эмиттера в коллектор, уменьшается незначительно. Носители заряда, рекомбинировавшие в базе, создают малый ток I_6 (рис.183). Сохранившиеся после перехода из эмиттера дырки будут неосновными носителями заряда в базе (полупроводнике n -типа) и затем создают ток $I_K = I_3 - I_6$, текущий через коллектор.

Напряжение на втором p - n -переходе база-коллектор соответствует обратному подключению и, как следует из вольт-амперной характеристики p - n -перехода на рис.176, практически не влияет на величину тока I_K неосновных носителей заряда. Коэффициент усиления по току

$$\alpha = \frac{I_K}{I_3} = 1 - \frac{I_6}{I_3} \quad (182)$$

всегда будет меньше единицы, т.е. усиление по току отсутствует. Обычно подключение транзистора по схеме с общей базой используют для усиления выходного напряжения $U_{\text{вых}} = U_K = I_K R \approx I_3 R$, которое можно увеличить, включая в цепь коллектора большое сопротивление R (рис.183).

Входной вольт-амперной характеристикой транзистора называется зависимость $I_3 = f(U_3)$ при $U_K = \text{const}$. Так как входное напряжение соответствует прямому подключению эмиттерного p - n -перехода, то, согласно рис.176, текущий через эмиттер ток I_3 резко возрастает даже при небольшом увеличении входного напряжения U_3 (рис.184). Поэтому даже небольшое изменение входного напряжения U_3 приводит к большому изменению тока в коллекторе $I_K = \alpha I_3 \approx I_3$.

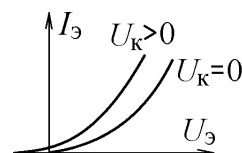


Рис.184

Выходной вольт-амперной характеристикой транзистора будет зависимость $I_K = f(U_K)$ при $U_3 = \text{const}$. Напряжение U_K подано на коллекторный p - n -переход в обратном направлении и практически не влияет на величину тока I_K (рис.185).

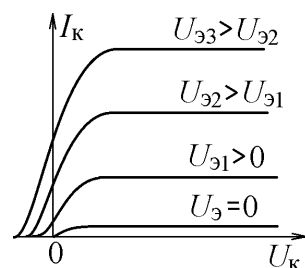


Рис.185

Таким образом, включенный по схеме с общей базой транзистор позволяет управлять напряжением на выходе и получать большой коэффициент усиления по напряжению

$$\frac{\Delta U_{\text{вых}}}{\Delta U_{\text{вх}}} = \frac{R \Delta I_K}{\Delta U_3} \approx \frac{R \Delta I_3}{\Delta U_3} \quad (183)$$

за счет резкого увеличения тока I_3 при небольшом увеличении входного напряжения ΔU_3 .

Можно использовать транзистор и как усилитель тока, включая его по схеме с общим эмиттером (рис.186). Аналогично схеме на рис.183, ток I_3 , текущий через эмиттер, усилен при прямом подключении внешнего напряжения между эмиттером и базой. Носители заряда, создающие этот ток, не успевают заметно рекомбинировать в очень тонкой базе, ток I_6 в которой очень мал, и оказываются в коллекторе, создавая ток $I_K = I_3 - I_6$. Коэффициентом усиления по току будет отношение изменения тока в кол-

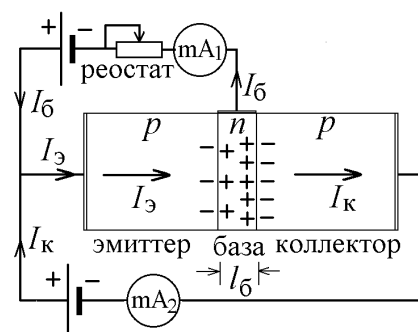


Рис.186

лекторе к изменению тока в базе:

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} = \frac{\Delta I_3 - \Delta I_E}{\Delta I_B} \approx 100 \div 1000. \quad (184)$$

Как видно, этот коэффициент усиления определяется соотношением между диффузионной длиной l_d и толщиной базы l_b , а также степенью легирования эмиттера, коллектора и базы.

Порядок выполнения работы

1. Разберитесь в назначении и расположении элементов схемы, изображенной на рис.183. Напряжение U_3 на входе измеряется вольтметром V_1 , напряжение U_K на выходе – вольтметром V_2 , ток эмиттера и коллектора – миллиамперметрами mA_1 и mA_2 соответственно. Определите цену деления шкалы каждого из приборов.

2. Снимите входную характеристику $I_3 = f(U_3)$ полупроводникового триода при $U_K=0$, изменяя напряжение U_3 от нуля до максимально возможного через 0,4 В (см.рис.184). Данные занести в таблицу 1.

Таблица 1.

$U_3, \text{В}$												
$I_3, \text{А}$												
$R, \text{Ом}$												

3. Снимите выходные характеристики полупроводникового триода $I_K = f(U_K)$ при $U_3=0, 1, 2, 3 \text{ В}$, изменяя напряжение U_K от нуля до максимально возможного через 1 В (см.рис.185).. Данные занести в таблицу 2.

Таблица 2.

$U_3, \text{В}$	$I_3, \text{А}$ (при $U_{K \max}$)	α	$U_K, \text{В}$											
			$I_K, \text{А}$											
			$I_K, \text{А}$											
			$I_K, \text{А}$											
			$I_K, \text{А}$											

4. Используя данные таблицы 1, определить входное сопротивление триода $R = U_3/I_3$.

5. Построить график зависимости $I_3 = f(U_3)$ при $U_K = 0$.

6. Построить графики зависимости $I_K = f(U_K)$ для всех значений U_3 (семейство кривых, аналогичных рис.185).

7. Определить величины коэффициентов усиления по току $\alpha = \frac{I_K}{I_3}$ при максимальном значении U_K и различных U_3 .

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 44

1. Какие энергетические зоны называются зоной проводимости и валентной зоной? Почему электроны не могут находиться в запрещенной зоне?
2. Что такое квазичастица-дырка? Как она образуется и перемещается?
3. Чем отличаются полупроводники p -типа и n -типа? Что является основными и неосновными носителями заряда в этих полупроводниках? От чего зависит их число?
4. Как возникает запирающий слой в p - n -переходе?
5. Имеется p - n -переход. Как надо подключить внешний источник напряжения, чтобы запирающий слой уменьшился? Увеличился? Какое подключение называется прямым и обратным?
6. Объясните график вольт-амперной характеристики p - n -перехода. Почему ток при прямом включении возрастает экспоненциально, а при обратном включении не изменяется?
7. Как устроен биполярный транзистор и какова схема его подключения с общей базой?
8. По каким причинам ток I_B , текущий через базу очень мал?
9. Как определить коэффициент усиления по току и почему в данной работе он меньше 1?
10. Что называется входной и выходной вольт-амперной характеристикой полупроводникового триода? Объясните вид графиков на рис.184 и рис.185.
11. Почему при подключении по схеме с общей базой получается большой коэффициент усиления по напряжению?
12. Почему при подключении по схеме с общим эмиттером получается большой коэффициент усиления по току?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. : Т. 3 §§43,45.
2. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, гл.6 §6.5.

Работа №45. Исследование электрических характеристик полупроводника с помощью эффекта Холла

Цель работы: измерить холловскую разность потенциалов и вычислить постоянную Холла, концентрацию носителей заряда и их подвижность в исследуемом полупроводнике.

Теоретическое описание

Эффектом Холла называется появление поперечной разности потенциалов в проводнике с током, помещенном в магнитное поле.

Ток I создается упорядоченным движением свободных носителей заряда в полупроводнике – электронов и дырок, движущихся со средней дрейфовой скоростью. Плотность такого тока с учетом знака заряда частиц имеет вид $\vec{j} = -en_e\vec{v}_e + en_d\vec{v}_d$, где n_e и n_d – концентрации, \vec{v}_e и \vec{v}_d – дрейфовые скорости электронов и дырок соответственно.

В поперечном магнитном поле с индукцией \vec{B} на частицы с зарядом q действует магнитная составляющая силы Лоренца $\vec{F}_M = q[\vec{v}, \vec{B}]$, отклоняющая их в перпендикулярном направлении (рис.187). В результате на одной боковой грани полупроводника образуется избыток электрического заряда, принесённого частицами, а на другом – их недостаток, т.е. область с зарядом противополож-

ного знака. Эти заряды создают в проводнике с поперечным размером d поперечное электрическое поле с напряженностью

$$E_x = U_x / d \quad (185)$$

– поле Холла с холловской разностью потенциалов $U_x = \phi_1 - \phi_2$, которая определяется условием равновесия электрической и магнитной сил, действующих на заряженную частицу в поперечном направлении:

$$\vec{F}_э = -\vec{F}_м \quad \text{или} \quad eE_x = evB. \quad (186)$$

В примесном полупроводнике концентрация неосновных носителей заряда пренебрежимо мала, и их вклад можно не учитывать по сравнению с током основных носителей заряда.

Плотность тока определяется только концентрацией n основных носителей и их дрейфовой скоростью v :

$$j = env. \quad (187)$$

Из рис.187 видно, что в полупроводниках p - и n -типа направление напряженности холловского поля \vec{E}_x одинаково, но противоположен знак заряда на боковых гранях полупроводника. Это позволяет определить не только величину, но и знак заряда частиц, создающих ток

$$I = jS = env \cdot ad, \quad (188)$$

где $S = ad$ – площадь поперечного сечения (рис.187), т.е. определить тип полупроводника.

Используя соотношения (185), (186) и (188), находим:

$$U_x = E_x d = vBd = \frac{1}{en} \frac{IB}{a} \quad \text{или} \quad U_x = R_x \frac{IB}{a}, \quad (189)$$

где $R_x = 1/en$ – постоянная Холла.

Величину тока в проводящей среде характеризуют величиной подвижности μ свободных носителей заряда. Она равна отношению дрейфовой скорости носителей заряда к величине напряженности $E_{ст}$ продольного стороннего электрического, создающего этот ток:

$$\mu = v / E_{ст}. \quad (190)$$

Плотность тока j можно записать с помощью закона Ома в локальной форме: $j = \sigma E_{ст}$. Приравняв к выражению (187) и учитывая (190), находим $\mu = \frac{1}{en} \sigma = R_x \sigma$, где σ – удельная проводимость среды. Её величина, а также размер a приведены на экспериментальной установке.

Заметим, что постоянная Холла равна $R_x = 1/en$ только в металлах, где свободные носители заряда образуют вырожденный электронный газ и подчиняются распределению Ферми-Дирака (164).

В полупроводниках этот газ невырожден и подчиняется распределению Максвелла-Больцмана (166). Учет распределения электронов по энергиям и скоростям приводит в этом случае к выражению

$$R_x = \frac{3\pi}{8en}. \quad (191)$$

Поэтому подвижность основных носителей заряда в полупроводнике вычисляется по формуле

$$\mu = \frac{3\pi}{8} \sigma R_x. \quad (192)$$

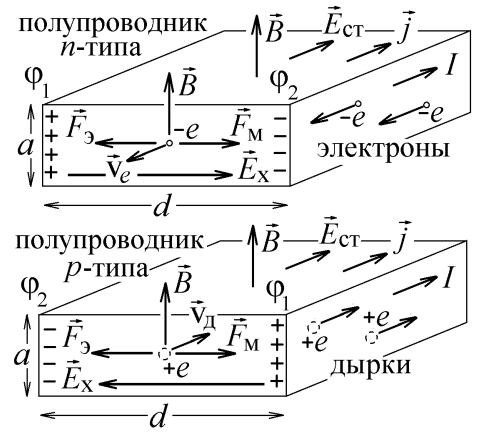


Рис.187

Для измерения холловской разности потенциалов U_x к боковым поверхностям полупроводника присоединяют контакты измерительного прибора (вольтметра). Сделать это так, чтобы вольтметр измерял только величину U_x затруднительно: контакты будут подсоединены в точках, сдвинутых на расстояние Δl в продольном направлении (рис.188). Поэтому вольтметр измерит разность потенциалов $U_1 = U_x + \Delta U_{ст}$, где $\Delta U_{ст} = E_{ст} \cdot \Delta l$ - дополнительная разность потенциалов, вызванная продольным сторонним электрическим полем, создающим ток.

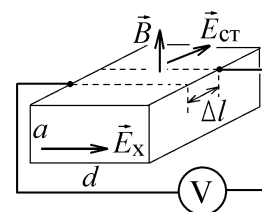


Рис.188

Если поменять направление магнитного поля \vec{B} , то на рис.187 направления сил \vec{F}_3 и \vec{F}_m и знаки зарядов поменяются местами, а величина поперечной холловской разности потенциалов изменит знак. Вольтметр измерит разность потенциалов $U_2 = -U_x + \Delta U_{ст}$. Проводя два измерения с разными направлениями поля \vec{B} , можно убрать асимметрию в подключении измерительного прибора и измерить точное значение величины

$$U_x = (U_1 - U_2)/2 \quad (193)$$

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с установкой для исследования полупроводника и с её электрической схемой (рис.189), которая состоит из двух цепей: цепи образца и цепи электромагнита. Обе цепи тумблером S подключаются к своим источникам постоянного тока, расположенным внутри пульта управления. Цепи содержат миллиамперметры mA_1 , который измеряет ток в полупроводниковом образце П, и mA_2 , который измеряет ток электромагнита. Величина токов изменяется потенциометрами R_1 и R_2 . Переключатель тока S_1 служит для изменения направления тока через электромагнит, т.е. направления магнитного поля \vec{B} в образце.

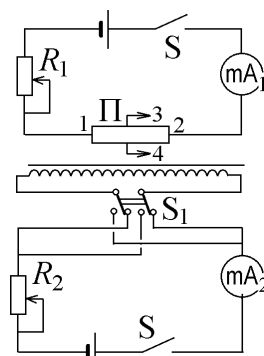


Рис.189

Электромагнит перед размещением образца проградуирован для определенного межполюсного зазора, поэтому **категорически запрещается крутить винты крепления полюсных наконечников электромагнита.**

Напряжение на потенциальных контактах образца измеряется с помощью потенциометра ПП-63, который подключается к контактам 3 и 4 (см. рис.189) и измеряет холловскую разность потенциалов U_x . Как сказано выше, чтобы убрать асимметрию подключения, величину U_x вычисляют по формуле (193), где U_1 и U_2 – поперечные разности потенциалов, измеренные для противоположных направлений магнитного поля.

2. Ознакомьтесь с порядком работы на потенциометре ПП-63.

3. Подготовьте к измерениям потенциометр ПП-63, поставьте на пульте управления тумблер направления поля в положение «+», а ручки «Ток образца» и «Ток электромагнита» в крайнее положение против часовой стрелки.

4. Вставить шнур питания пульта управления в розетку «220 В» и тумблером «Сеть» включите источник питания. При этом на пульте должна загореться сигнальная лампа.

5. Ручкой «Ток образца» настроить ток $I_{обр} = \dots \text{ мА}$, а ручкой «Ток электромагнита» – $I_{магн} = \dots \text{ мА}$ (все рекомендуемые значения указаны на установке).

6. Измерить с помощью потенциометра ПП-63 напряжение U_1 на потенциальных контактах образца и записать его значение в таблицу со знаком «+», который указывает переключатель

полярности потенциометра ПП-63!

7. Изменить направление магнитного поля в зазоре электромагнита, поставив тумблер S_1 в положение «-». Измерить с помощью потенциометра ПП-63 напряжение U_2 на потенциальных контактах образца и записать его значение в таблицу со знаком «-», который указывает переключатель полярности потенциометра.

8. Аналогичные измерения выполнить при токах электромагнита $I_{\text{магн}} = 100, 150, 200$ и 250 мА (рекомендуемые значения указаны на установке). Потенциометром R_1 всё время поддерживать величину тока в образце $I_{\text{обр}} = \dots\dots$ мА, указанную на установке.

9. По формуле (193) вычислить напряжение Холла U_x для всех значений тока магнита. По градуировочному графику, прилагаемому к электромагниту, найти значения магнитной индукции B в зазоре электромагнита для использовавшихся при измерениях значениях тока $I_{\text{магн}}$. Значения U_x и B занести в таблицу. На миллиметровой бумаге построить график зависимости $U_x = f(B)$.

10. Согласно формуле (189) вычислить постоянную Холла $R_x = \frac{U_x a}{I_{\text{обр}} B}$ для различных значений B и найти ее среднее значение $\langle R_x \rangle$ (размеры образца указаны на градуировочном графике).

11. Используя выражение (191), вычислить концентрацию носителей заряда $n = \frac{3\pi}{8e\langle R_x \rangle}$, где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

12. По формуле (192) вычислите подвижность носителей заряда $\mu = \frac{3\pi}{8} \sigma \langle R_x \rangle$ (значение удельной проводимости σ указано на градуировочном графике). $I_{\text{обр}} = \dots\dots\dots$

Таблица

$I_{\text{магн}}, \text{ мА}$	$B, \text{ Тл}$	$U_1, \text{ В}$	$U_2, \text{ В}$	$U_x, \text{ В}$	$R_x, \text{ м}^3/\text{Кл}$	$\langle R_x \rangle, \text{ м}^3/\text{Кл}$	$n, \text{ м}^{-3}$	$\mu, \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 45

1. В чем заключается эффект Холла?
2. Объясните механизм возникновения разности потенциалов Холла.
3. Сделайте и объясните вывод формулы (188).
4. Возникнет ли эффект Холла в собственном полупроводнике, в котором концентрации электронов и дырок, а также их дрейфовые скорости одинаковы? Почему в работе исследуется примесный полупроводник?
5. Каким образом с помощью эффекта Холла можно определить тип примесного полупроводника?

6. Что называется подвижностью свободных носителей заряда?
7. В какой среде подвижность электронов больше – в металле или в полупроводнике *n*-типа и почему?
8. Приведите формулы для вычисления постоянной Холла в металле и в полупроводнике. Почему эти формулы различны? В какой среде постоянная Холла больше?
9. Объясните вывод формулы (192).
10. Изменится ли подвижность носителей заряда в исследуемом полупроводнике, если увеличить напряженность стороннего магнитного поля?
10. Почему для того, чтобы измерить холловскую разность потенциалов приходится делать два измерения с разным направлением магнитного поля?
11. Прodelайте и объясните вывод формулы (193).

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. : Т. 2 §45; Т. 3 §43.
2. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, гл.5 §5.2.

Работа №46. Исследование явления гистерезиса с помощью осциллографа

Цель работы: исследовать явление магнитного гистерезиса в ферромагнетике и определить его параметры.

Теоретическое описание

Свойства магнитного поля в среде можно объяснить только с помощью законов квантовой физики. Обменные силы квантовой природы, не имеющие аналога в классической физике, упорядочивают магнитные моменты \vec{p}_{ma} отдельных атомов ферромагнетика (феррита), выстраивая их в одном направлении. При этом должно появиться суммарное магнитное поле огромной величины (рис.190,а).

Чтобы уменьшить энергию этого поля, ферромагнетик самопроизвольно делится на отдельные области – домены (рис.190,б). Внутри домена магнитные моменты атомов выстроены в одну сторону, а магнитные моменты $\vec{p}_m = \sum \vec{p}_{ma}$ соседних доменов ориентированы в разные стороны, что уменьшает суммарную энергию созданного ими магнитного поля до нуля. Размер доменов очень мал ($d \sim 10^{-4} \div 10^{-6}$ м).

Во внешнем магнитном поле с напряженностью $\vec{H}_{вн}$ магнитный момент домена имеет энергию $W_{дом} = -\mu_0 \vec{p}_m \vec{H}_{вн}$. Эта энергия меньше у доменов, направление магнитного момента $\vec{p}_{m\uparrow}$ которых совпадает с направлением $\vec{H}_{вн}$. Такие домены начинают расти за счет того, что магнитные моменты атомов из соседнего, энергетически невыгодного домена с магнитным моментом $\vec{p}_{m\downarrow}$ начи-

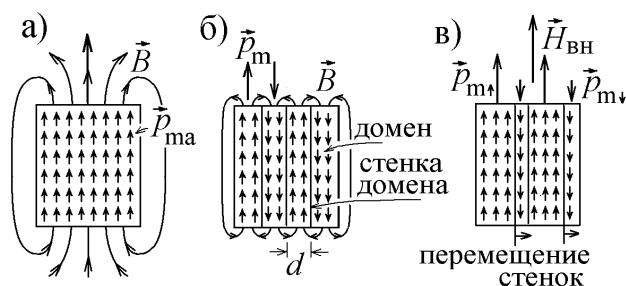


Рис.190

нают слоями менять направление ориентации, присоединяясь к энергетически выгодному домену (рис.190,в). Происходит перемещение доменных стенок – границ между двумя доменами.

При этом внутри магнетика возникает магнитное поле с индукцией \vec{B} , которое растет с ростом $\vec{H}_{\text{вн}}$ нелинейным образом (кривая I на рис.191). При большой величине $\vec{H}_{\text{вн}}$ все домены переориентируются вдоль внешнего поля, и происходит магнитное насыщение – индукция поля \vec{B} внутри ферромагнетика перестаёт расти (участок II на рис.191).

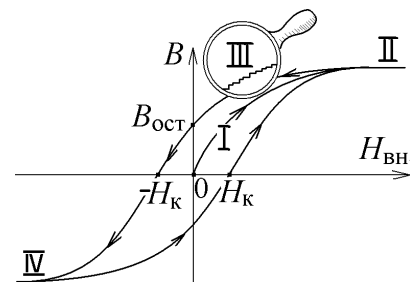


Рис.191

Если выключить внешнее поле, то размагничивание происходит другим путём (кривая III), и при нулевом внешнем поле $H_{\text{вн}} = 0$ в ферромагнетике сохраняется магнитное поле с остаточной индукцией $\vec{B}_{\text{ост}}$. Такое несимметричное протекание процесса при намагничивании и размагничивании называется магнитным гистерезисом.

Объясняется это тем, что в кристаллической решётке ферромагнетика имеется огромное число дефектов структуры (вакансий, дислокаций), на которых образуются устойчивые домены кинжаловидной формы (рис.192), намагниченные так, чтобы уменьшить энергию магнитного поля. Для перемещения доменной стенки эти домены должны быть разрушены, что требует дополнительных затрат энергии. В процессе перемагничивания доменные стенки задерживаются на таких дефектах, перемещаются крохотными скачками от одного дефекта к другому, что видно на кривой размагничивания III на рис.191 (эффект Баркгаузена).



Рис.192

Чтобы размагнитить ферромагнетик, надо приложить к нему внешнее магнитное поле обратного направления с напряженностью H_K , называемой коэрцитивной силой (рис.191).

Продолжая увеличивать напряженность $H_{\text{вн}}$ внешнего поля в обратном направлении (кривая IV на рис.191), ферромагнетик перемагничивают. Он окажется намагничен до насыщения вдоль нового направления поля $\vec{H}_{\text{вн}}$. Замкнутая кривая зависимости индукции магнитного поля в ферромагнетике от напряженности внешнего магнитного поля (рис.191) называется петлёй магнитного гистерезиса. Площадь петли на этом рисунке равна работе, затрачиваемой на перемагничивание единицы объёма ферромагнетика.

Заметим, что петля на рис.191 соответствует медленному, квазистатическому изменению поля $H_{\text{вн}}$, когда при каждом значении $H_{\text{вн}}$ величина индукции B поля в ферромагнетике успевает установиться. Если внешнее магнитное поле меняется с большой частотой ω , происходит значительная задержка намагничивания из-за трех основных причин:

- 1) Возникают индукционные токи Фуко, пропорциональные скорости изменения $dH_{\text{вн}}/dt$. Их магнитное поле препятствует изменению магнитного потока и сдерживает процесс изменения индукции B .
- 2) Расположение доменов и вторичные домены на дефектах замедляют перемещение доменных стенок.
- 3) Изменение намагниченности \vec{J} ферромагнетиков отстаёт во времени от изменения напря-

женности $\vec{H}_{\text{вн}}$, что нарушает связь $\vec{J} = \chi \vec{H}$. Это свойство магнитных сред называется магнитной вязкостью.

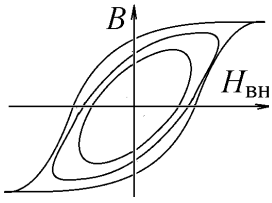


Рис.193

В результате с увеличением частоты ω форма петли гистерезиса постепенно принимает все более округлый вид, постепенно приближающийся по форме к эллипсу (рис.193).

Петлю гистерезиса наблюдают на экране осциллографа в установке, схема которой приведена на рис.194.

Переменный ток I_1 с частотой $\nu = 50$ Гц протекает по намагничивающей обмотке “1”, навитой на ферромагнитный тороидальный сердечник, имеющий N_1 витков. Линии напряженности

\vec{H} созданного им магнитного поля образуют замкнутый круговой контур внутри тороида.

Обычно вместо тороидального сердечника используют цилиндрическое кольцо из ферромагнетика с навитыми на него обмотками (рис.195). Чем тоньше толщина кольца δ , тем меньше плотность токов Фуко в толще ферромагнетика, и тем ближе форма петли гистерезиса к виду, изображенному на рис.191.

Записав теорему о циркуляции \vec{H} по кольцевому замкнутому контуру, имеющему диаметр, совпадающий с диаметром D_c средней линии тороида, $H \cdot \pi D_c = N_1 I_1$, можно найти величину напряжения U_1 на сопротивлении R_1 , включенном в цепь намагничивающей обмотки. Это напряжение, пропорциональное величине H , подается на клеммы горизонтальной развертки осциллографа:

$$U_x = U_1 = \frac{\pi D_c H}{N_1} R_1. \quad (194)$$

На тот же сердечник навиты N_2 витков второй, измерительной обмотки “2”, с площадью сечения одного витка S_B . Переменное магнитное поле с индукцией \vec{B} в ферромагнетике создаёт в этой обмотке ЭДС электромагнитной индукции

$$\mathcal{E}_{\text{и}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S_B \frac{dB}{dt}. \quad (195)$$

В цепь второй обмотки, по которой будет течь переменный ток I_2 , включены большое сопротивление R_2 и конденсатор с большой ёмкостью C . Из-за этого напряжение U_C на конденсаторе будет значительно меньше падения напряжения $I_2 R_2$ на сопротивлении. Индуктивность обмотки “2” и её сопротивление также очень малы. Поэтому закон Ома для замкнутой цепи второй обмотки запишется в виде $\mathcal{E}_{\text{и}} \approx I_2 R_2$, откуда

$$I_2 = -\frac{N_2 S_B}{R_2} \frac{dB}{dt}. \quad (196)$$

RC-цепочка в этой цепи является интегрирующей, так как напряжение на конденсаторе, который заряжает ток I_2 , можно вычислить по формуле

$$U_y = U_C = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int I_2 dt = -\frac{N_2 S_B}{R_2 C} \int \frac{dB}{dt} dt = -\frac{N_2 S_B}{R_2 C} B. \quad (197)$$

Это напряжение, пропорциональное индукции B , подается на клеммы вертикальной развертки осциллографа (рис.194). Видим, что RC-цепочка не только интегрирует, но и ослабляет величину U_C ,

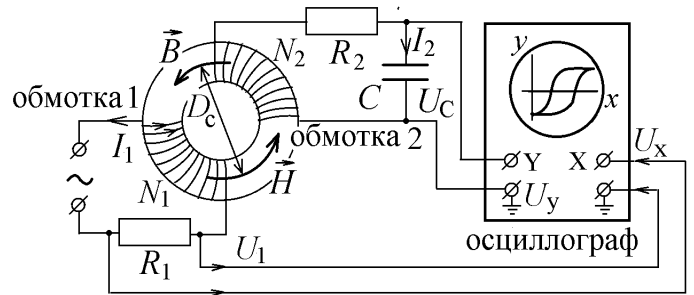


Рис.194

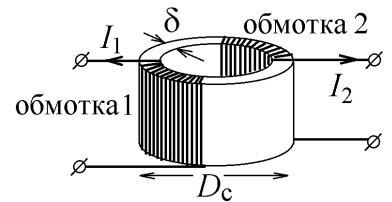


Рис.195

делая её много меньшей величины $I_2 R_2$. Однако очень сильно ослабить входной сигнал нельзя, и постоянная разряда конденсатора берётся равной времени, необходимого для правильного интегрирования, т.е. периоду колебаний: $R_2 C \approx T = 1/\nu$.

Так как $U_x \sim x \sim H$, а $U_y \sim y \sim B$, то луч осциллографа будет рисовать на экране петлю гистерезиса (рис.193). Необходимо откалибровать осциллограф, т.е. найти коэффициенты пропорциональности k между длиной линий, рисуемых лучом, и истинными значениями H и B (чувствительность входов осциллографа).

Для этого отключают обмотки тороида, и ключом S подключают последовательно к клеммам вертикальной и горизонтальной развертки осциллографа переменное внешнее напряжение $U = U_0 \cos \omega t$, измеряемое вольтметром V (рис.196). Луч начнет рисовать вертикальную или горизонтальную линию, длина которой l пропорциональна напряжению U :

$$U = U_0 \cos \omega t = k \cdot l_0 \cos \omega t. \quad (198)$$

На рис.196 это вертикальная линия, имеющая общую длину $l_y = 2l_0$. Но вольтметр измеряет не амплитудное, а действующее или эффективное значение напряжения $U' = U_0/\sqrt{2}$ – это величина напряжения такого постоянного тока, который способен выделить ту же полезную мощность, что и переменный ток с амплитудой напряжения U_0 . Поэтому зависимость длины линии на экране от измеренного напряжения на входе y осциллографа, имеет вид $l_y = 2\sqrt{2}k_y U_y'$. Построив график этой зависимости (рис.197), найдём коэффициенты чувствительности входов осциллографа:

$$k_x = \frac{2\sqrt{2} \Delta U_x'}{\Delta l_x}, \quad k_y = \frac{2\sqrt{2} \Delta U_y'}{\Delta l_y}. \quad (199)$$

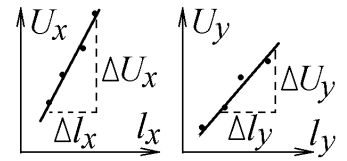


Рис.197

Длину линий на экране осциллографа определяют по сетке из квадратов с единичной стороной:

$$l_{x(y)} = n_{x(y)},$$

где $n_{x(y)}$ – число таких квадратов (рис.198). Согласно (198) напряжение, поданное на вход осциллографа, будет равно

$$U_{x(y)} = k_{x(y)} n_{x(y)}. \quad (200)$$

Приравнявая его значениям (194) и (197), получаем величины коэрцитивной силы внешнего магнитного поля в ферромагнетике и остаточной индукции магнитного поля, созданного в нем:

$$H_k = \frac{k_x N_1}{\pi D_c R_1} n_x, \quad B_{ост} = \frac{k_y R_2 C}{N_2 S_B} n_y, \quad (201)$$

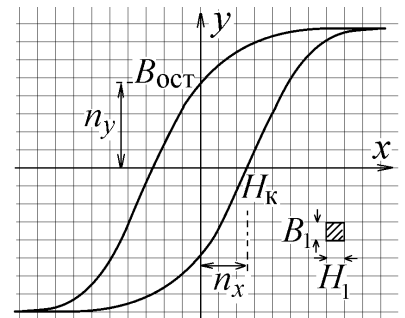


Рис.198

где количество клеток n_x и n_y определяют по полученной на экране картине петли гистерезиса (рис.198).

Площадь одной клетки будет равна $B_1 H_1 = \frac{k_x N_1}{\pi D_c R_1} \cdot \frac{k_y R_2 C}{N_2 S_B}$. Умножив эту величину на число

клеток S'' внутри петли, получим её площадь, равную энергии, затрачиваемой на перемагничивание единицы объёма ферромагнетика за один цикл (за период T):

$$w = \int B dH = B_1 H_1 = k_x k_y \frac{R_2 C N_1}{R_1 N_2 S_B \pi D_c} \cdot S'' . \quad (202)$$

Эта энергия, затрачиваемая на переориентирование доменной структуры, переходит в теплоту, т.е. при перемагничивании температура ферромагнетика должна расти.

Так как за секунду происходит $1/\nu$ циклов перемагничивания, то потеря энергии на перемагничивание за одну секунду, т.е. выделяемая в единице объёма ферромагнетика тепловая мощность, вычисляется по формуле

$$\bar{w} = \frac{dw}{dt} = w\nu . \quad (203)$$

Порядок выполнения работы

Получение на экране осциллографа петли гистерезиса

1. Включить установку и осциллограф в сеть с напряжением "220 В". лицевая панель осциллографа и установки показана на рис.199. Поставить тумблер S , расположенный на панели, в положение "Выкл" или "Точка". Регулируя ручками "Яркость", "Фокус", "Смещение x " и "Смещение y ", добиться появления в центре экрана осциллографа сфокусированной светящейся точки.

2. Поставить ручку S_1 переключателя на панели в положение "Петля", тумблер S - в положение "Вкл.". При этом схема, показанная на рис.194., подключается к источнику питания.

3. Изменяя напряжение ручкой R , получить на экране осциллографа изображение петли гистерезиса размером в $2/3$ экрана. Центр петли должен находиться в точке пересечения осей x и y , т.е. в центре экрана. После получения петли гистерезиса на экране осциллографа ручки "Усиление x " и "Усиление y " при дальнейшем выполнении работы **должны остаться в неизменном положении.**

4. Скопировать изображение петли гистерезиса с экрана осциллографа на миллиметровую бумагу с учетом размера клеток на экране.

5. Определить площадь петли гистерезиса S'' как сумму клеток единичной площади, а также координаты n_x и n_y точек, в которых петля пересекает координатные оси x и y на экране осциллографа (рис.198).

Калибровка осциллографа.

6. Ручку R на панели повернуть в крайнее левое положение. Переключатель S_1 поставить в положение "ось x ", при этом к источнику питания подключается схема, показанная на рис.200, и на вход осциллографа с потенциометра R подается напряжение U'_x горизонтальной развертки.

7. Изменяя напряжение ручкой R от 0 до максимального значения на

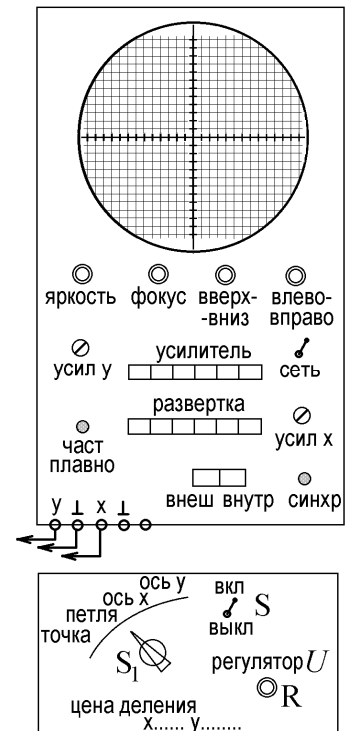


Рис.199

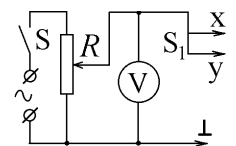


Рис 200

вольтметре, снять зависимость длины горизонтальной линии на экране осциллографа от напряжения, подаваемого на вход x : $l_x = f(U'_x)$.

8. Поставить переключатель S_1 на панели в положение "ось y ". При этом на осциллограф будет подаваться напряжение U'_y вертикальной развертки. Снять зависимость длины вертикальной линии на экране осциллографа от напряжения U'_y : $l_y = f(U'_y)$. Результаты измерений занести в таблицу 1. В неё же занести параметры, необходимые для вычислений и указанные на установке.

Таблица 1

$U'_x, \text{В}$	$l_x, \text{м}$	$U'_y, \text{В}$	$l_y, \text{м}$		
				$S_B = \dots \text{м}^2$	$N_1 = \dots$
				$C = \dots \text{Ф}$	$N_2 = \dots$
...	$R_1 = \dots \text{Ом}$	$D_c = \dots \text{м}$
				$R_2 = \dots \text{Ом}$	$v = \dots \text{с}^{-1}$

9. Построить графики зависимостей $l_x = f(U'_x)$ и $l_y = f(U'_y)$.

10. С помощью построенных графиков, аналогичных рис.197, по формулам (199) найти чувствительности входов осциллографа k_x и k_y . Цена деления вольтметра при подключении напряжений U'_x и U'_y указана на панели (рис.199).

11. По формулам (201) определить величину остаточной индукции $B_{\text{ост}}$ ферромагнитного сердечника и величину H_k коэрцитивной силы. Здесь n_x и n_y - число клеток, показанное на рис.198, S_B - площадь тороида, охватываемая одним витком.

12. По формуле (202) определить энергию перемагничивания w , приходящуюся на единицу объема ферромагнетика за один цикл перемагничивания (за период T). Здесь S'' - число клеток внутри петли на экране осциллографа.

13. По формуле (203) определить потери энергии на перемагничивание за одну секунду, где $v = 50 \text{ Гц}$ - частота переменного тока, подаваемого на намагничивающую обмотку.

14. Все полученные результаты занести в таблицу 2.

Таблица 2

n_x	n_y	S''	$k_x, \text{В/м}$	$k_y, \text{В/м}$	$B_{\text{ост}}, \text{Тл}$	$H_k, \text{А/м}$	$\omega, \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$	$\frac{d\omega}{dt}, \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \text{с}}$

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 46

1. Почему ферромагнетик имеет доменную структуру? Что называется магнитными доменами и какова причина их появления?
2. Что происходит с доменной структурой ферромагнетика при помещении его во внешнее поле?
3. В чем заключается явление магнитного гистерезиса? Объясните существование петли гистерезиса.
4. Почему при выключении внешнего магнитного поля индукция магнитного поля в ферромагнетике не становится равной нулю? Что надо сделать, чтобы размагнитить намагниченный ферромагнетик?

5. Что называется коэрцитивной силой и остаточной индукцией?
6. По каким причинам петля магнитного гистерезиса деформируется (рис.193)?
7. Объясните принцип работы лабораторной установки, изображенной на рис.194. Где в ней используется явление электромагнитной индукции, и какую роль играет конденсатор C ?
8. Почему сопротивление R_2 и ёмкость конденсатора C должны быть большими? Что ограничивает их величину?
9. Сделайте и объясните вывод формул (194)-(197).
10. Почему в данной работе не наблюдается линейная зависимость $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$?
11. Как откалибровать осциллограф? Объясните способ получения формул (199) для чувствительности k_x и k_y его входов?
12. Каким образом, и по каким формулам в данной работе определяются величины остаточной индукции и коэрцитивной силы?
13. Чему равна площадь петли магнитного гистерезиса? Какой смысл она имеет? Каким образом она вычисляется?
14. Почему при проведении работы ферромагнетик нагревается и как вычислить количество полученной им теплоты?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §§47, 52.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика,- изд. ТулГУ. 2010, гл.1 §§3,5, гл 2 §2.
3. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, гл.7 §7.5,7.6.

Работа №47. Определение точки Кюри

Цель работы: определить значение температуры Кюри исследуемого ферромагнитного образца.

Теоретическое описание

В ферромагнитных средах возникает явление магнитного упорядочения, когда обменные силы квантовой природы, не имеющие аналога в классической физике, выстраивают магнитные моменты соседних атомов вдоль одного направления – оси намагничивания (рис.201,а).

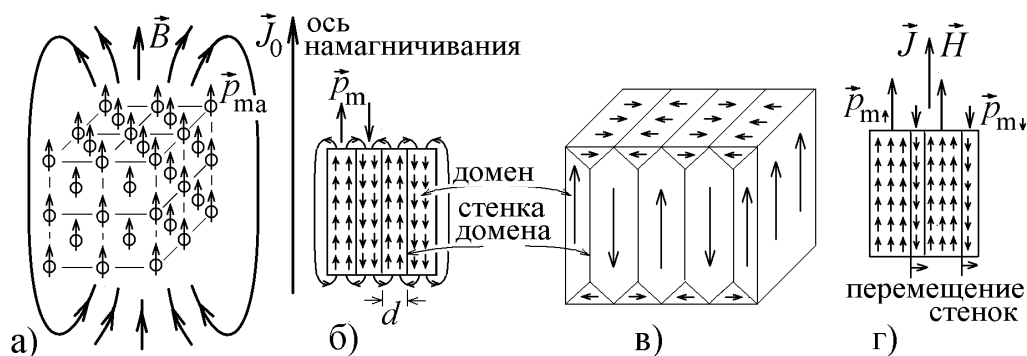


Рис.201

Связано это с магнитной анизотропией, существующей в ферромагнетике: энергия магнитного поля кристаллической решетки станет чуть меньшей, если все спиновые магнитные моменты \vec{p}_{ms} атомов (электронов из частично заполненной атомной подоболочки) повернутся или вдоль этой оси, или в противоположном направлении. Спин-орбитальное взаимодействие выстраивает орбитальные магнитные моменты атомов параллельно их спиновым магнитным моментам. В результате все магнитные моменты атомов будут ориентированы в одном направлении (рис.201,а), что создаёт огромную постоянную спонтанную (самопроизвольную) намагниченность $\vec{J}_0 = \sum_{\text{в } 1\text{м}^3} \vec{p}_{ma}$, которая сохраня-

ется даже в отсутствие внешнего магнитного поля \vec{H} . Этим объясняется существование магнитного поля у постоянных магнитов.

Плотность энергии магнитного поля при этом должна достигать большой величины $w = B^2/2\mu_0 \sim \mu_0 J_0^2/2$, что энергетически невыгодно. Поэтому ферромагнетик самопроизвольно делится на крошечные области – магнитные домены (рис.201,б) размером $d \sim 10^{-6} \div 10^{-4}$ м. В соседних доменах магнитные моменты атомов ориентированы в противоположных направлениях. Их поля компенсируют друг друга, ослабляя суммарную намагниченность ферромагнетика \vec{J} и магнитное поле в нем практически до нуля (рис.201,в).

В каждом домене магнитные моменты атомов складываются, создавая момент $\vec{p}_m = \sum \vec{p}_{ma}$. Во внешнем магнитном поле с напряженностью \vec{H} магнитный момент домена имеет энергию $W = -\mu_0 \vec{p}_m \cdot \vec{H}$. Домены, в которых $\vec{p}_m \uparrow \uparrow \vec{H}$, энергетически выгодны и начинают расти, а домены, в которых $\vec{p}_m \uparrow \downarrow \vec{H}$ уменьшаются за счет того, что начинают перемещаться стенки доменов (рис.201,г). При этом атомы ферромагнетика не смещаются. Слоями переориентируются, меняют направление их магнитные моменты \vec{p}_{ma} . Намагниченность среды \vec{J} растёт. Кривая роста намагниченности с увеличением напряженности H показана на рис.202.

На участке “а” смещение доменных стенок ещё обратимо. На участке “б” стенки смещаются необратимо. При выключении внешнего магнитного поля они “застревают” на дефектах структуры (рис.192) и возникает явление гистерезиса (рис.191). Чтобы размагнитить ферромагнетик необходимо включить обратное магнитное поле с напряженностью H_k , называемое коэрцитивной силой.

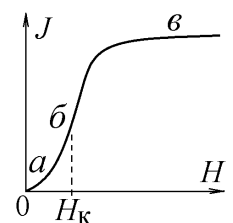


Рис.202

На участке “в” все домены переориентируются и сливаются в один домен, в котором $\vec{p}_m \uparrow \uparrow \vec{H}$. Намагниченность практически перестаёт расти (явление магнитного насыщения).

Индукция магнитного поля \vec{B} в любой среде связана с напряженностью \vec{H} формулой

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}), \quad (204)$$

которую в однородном магнетике обычно записывают, используя связь $\vec{J} = \chi \vec{H}$, через магнитную проницаемость μ : $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, где $\mu = 1 + \chi$.

Все магнетики (среды, обладающие магнитными свойствами) делятся на три основных класса:

- у диамагнетиков $\chi \approx -10^{-6} \div -10^{-5}$ и $\mu \leq 1$ (H_2 , Cu, Zn,...);
- у парамагнетиков $\chi \approx +10^{-5} \div 10^{-4}$ и $\mu \geq 1$ (O_2 , Al, Pt,...);

— у ферромагнетиков (и антиферромагнетиков) $\chi \gg 1$ и $\mu \gg 1$.

В ферромагнетике (Fe, Ni,...), как видно из рис.203, магнитная восприимчивость χ не постоянна, а зависит от величины H . Вводят величину дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d = \partial J / \partial H$. График ее зависимости от величины напряженности внешнего поля H называют кривой Столетова (рис.203).

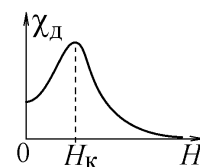


Рис.203

Максимум этой величины, а вместе с ним максимум величины магнитной проницаемости ферромагнетика $\mu \gg 1$ достигается, если величина H становится равной коэрцитивной силе H_K . В области магнитного насыщения, при большой величине напряженности H , величина $\chi_d \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$. Ферромагнетик становится парамагнетиком.

Графики на рис.202 и 203, а также петля гистерезиса на рис.191 соответствуют медленно изменяющейся напряженности H внешнего магнитного поля. В лабораторной установке поле \vec{H} создается переменным током I с частотой $\nu = 50$ Гц, текущим по обмотке (катушке) “1” из N витков, навитой на один из концов ферромагнитного сердечника (рис.204).

Такой ток создаёт переменное поле $H = kNI$, где коэффициент k , имеющий размерность $[м^{-1}]$, зависит от длины и радиуса обмотки “1”. Линии индукции \vec{B} возникшего в ферромагнетике магнитного поля, меняющегося с той же частотой ν , пронизывают витки второй обмотки (катушки) “2”, навитой на другой конец сердечника с сечением S и вызывают в ней по-

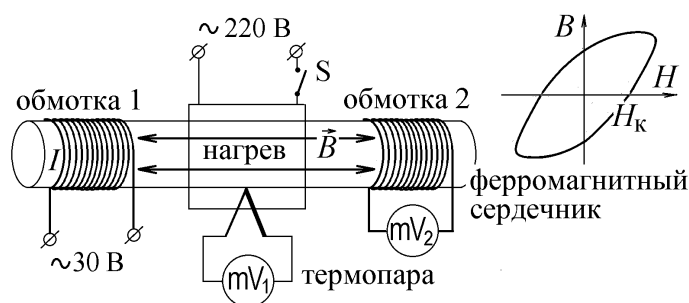


Рис.204

явление переменной ЭДС электромагнитной индукции $\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d(BS)}{dt} = -\mu_0 \mu S \frac{dH}{dt}$. Величина этой ЭДС измеряется вольтметром mV_2 (рис.204) и пропорциональна эффективной магнитной проницаемости сердечника: $\mathcal{E}_2 \sim \mu$. Напомним, что вольтметр измеряет действующее или эффективное напряжение, возникающее в обмотке “2” и не зависящее от времени.

Как видно из сглаженной петли гистерезиса на рис.204, в переменном магнитном поле ферромагнетик не успевает намагнититься до насыщения и его магнитная восприимчивость меняется вблизи значения H_K . Эффективная величина χ велика (рис.203) и $\mu \gg 1$.

При нагревании ферромагнетика выше температуры (точки) Кюри T_C колебания атомов решётки становятся настолько сильными, что тепловое движение разрушает обменное взаимодействие. Происходит фазовый переход второго рода, при котором ферромагнетик превращается в парамагнетик. При температуре $T > T_C$ магнитная восприимчивость быстро уменьшается согласно закону Кюри-Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}, \quad (205)$$

где C – постоянная Кюри.

Нагревание ферромагнитного сердечника в лабораторной установке происходит в его центральной части, а температура нагревателя измеряется с помощью термпары, рабочий конец которой погружен в нагреватель вместе с ферромагнетиком. Величина термоЭДС \mathcal{E}_1 , возникающая в термопаре при изменении температуры, измеряется вольтметром mV_1 (рис.204). По градуировочно-

му графику, имеющемуся на установке, можно каждому значению \mathcal{E}_1 сопоставить значение температуры T .

Сердечник при этом нагревается неравномерно. Разрушение ферромагнитных доменов начинается в центральной области нагревателя, а на конце сердечника, где находится измерительная катушка "2", температура еще не достигла точки Кюри и домены сохраняются. По мере нагревания растет область сердечника, в которой $T \geq T_C$, число сохранившихся доменов сокращается и эффективное значение $\mathcal{E}_2 \sim \mu$ уменьшается плавно (рис.205).

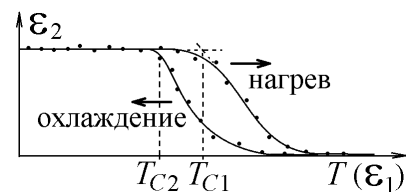


Рис.205

Кроме того, надо учесть запаздывание нагревания или охлаждения сердечника: измерительная термопара показывает большую температуру, когда сердечник ещё не успел прогреться. Поэтому измерение точки Кюри производят сначала при нагревании, а потом при охлаждении сердечника, когда сердечник еще не успел остыть. По двум полученным значениям T_C (способ их определения показан на рис.205) находят среднее значение температуры Кюри:

$$T_C = (T_{C1} + T_{C2})/2. \quad (206)$$

Порядок выполнения работы

1. Схема установки изображена на рис.204. Перед началом работы поставить тумблер S в положение "Выкл".
2. Включить установку в сеть с напряжением "220 В".
3. Занести показания милливольтметров mV_1 и mV_2 в таблицу.
4. Включить нагреватель тумблером S. Снять при нагреве зависимость ЭДС индукции $\mathcal{E}_{2\text{нагр}}$ (по милливольтметру mV_2) от температуры через каждое деление милливольтметра mV_1 , показывающего значения термо ЭДС \mathcal{E}_1 . Данные занести в таблицу. Измерения проводить до тех пор, пока показания милливольтметра mV_2 не упадут на 70%.

Таблица

\mathcal{E}_1 , мВ										Точка Кюри
t , °C										$T_{C1} = \dots\dots\dots$ К
$\mathcal{E}_{2\text{нагр}}$, мВ										$T_{C2} = \dots\dots\dots$ К
$\mathcal{E}_{2\text{охл}}$, мВ										$T_C = \dots\dots\dots$ К

5. Выключить нагреватель тумблером S и занести показания милливольтметров mV_1 и mV_2 при охлаждении образца в таблицу. Величины $\mathcal{E}_{2\text{охл}}$, измеряемые прибором mV_2 , определять при тех же значениях \mathcal{E}_1 , что и при нагревании образца.

6. Используя таблицу зависимости термо ЭДС \mathcal{E}_1 от температуры, приведенную на установке, найти и записать значения температур, соответствующие каждому значению термо-ЭДС.

7. Построить графики зависимости ЭДС индукции от температуры при нагревании и охлаждении образца (на одном листе, как показано на рис.205).

8. По каждому графику определить точку Кюри T_{C1} и T_{C2} и найти ее среднее значение (206).

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 47

1. Почему ферромагнетик имеет доменную структуру? Что называется магнитными доменами и какова причина их появления?
2. Что происходит с доменной структурой ферромагнетика при помещении его во внешнее магнитное поле? Почему индукция магнитного поля в ферромагнетике не растет выше определенного значения?
3. Что называется магнитной проницаемостью и магнитной восприимчивостью среды?
4. Чем различаются диа-, пара- и ферромагнетики?
5. По какой причине значение магнитной проницаемости ферромагнетика велико при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля H и резко уменьшается с ростом H ?
6. При каких условиях ферромагнитная среда становится парамагнитной?
7. Что называется точкой Кюри?
8. Нарисуйте схему лабораторной установки и объясните принцип её действия.
9. Что измеряют вольтметры mV_1 и mV_2 ?
10. Где в данной работе используется явление электромагнитной индукции, и почему ЭДС индукции зависит от температуры?
11. Каким образом в данной работе определяется температура ферромагнитного сердечника?
12. Объясните графики зависимости на рис.205. Почему эти графики не совпадают при нагревании и при охлаждении ферромагнетика?
13. Почему ферромагнитный сердечник, нагретый выше температуры Кюри, при охлаждении восстанавливает магнитные свойства?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт.: Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - §§47, 52.
2. Колмаков Ю. Н., Пекар Ю. А., Лагун И. М. Электричество и магнетизм,- изд. ТулГУ. 2008, гл.7 §9, гл.9 §§4,6.
3. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С. Электромагнетизм и оптика,- изд. ТулГУ. 2010, гл.I §§ 3,5.
4. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, §§7.5, 7.6.

Работа №49. Измерение высоких температур с помощью оптического пирометра

Цель работы: ознакомиться с методами оптической пирометрии, с их помощью определить температуру нагретого тела и вычислить экспериментальное значение постоянной Стефана-Больцмана.

Теоретическое описание

Оптической пирометрией называется метод измерения высоких температур по тепловому излучению нагретых тел. Это излучение характеризуется величиной спектральной излучательной способности $r_{\lambda T}$ нагретого тела. Энергия теплового излучения, уносимая с единицы поверхности тела за единицу времени электромагнитными волнами с длинами волн от λ до $\lambda + d\lambda$ равна

$$dW = r_{\lambda T} d\lambda. \quad (207)$$

Если проинтегрировать эту величину по всем частотам, получим энергетическую светимость нагретого тела

$$R = \int_0^\infty r_{\lambda T} d\lambda. \quad (208)$$

Это энергия, излучаемая с единицы поверхности тела за единицу времени по всем направлениям в виде электромагнитных волн со всеми возможными длинами волн λ .

Поверхность любого тела характеризуется величиной спектральной поглощательной способности $a_{\lambda T}$ – это отношение поглощенной поверхностью энергии к падающей на эту поверхность энергии теплового излучения с длинами волн от λ до $\lambda + d\lambda$. Если поверхность поглощает всю падающую на неё энергию электромагнитного излучения, и $a_{\lambda T} = 1$, то тело называется абсолютно черным (поверхность звезд, например). Для **любых других** тел излучательная и поглощательная способности связаны универсальным законом излучения Кирхгофа:

$$r_{\lambda T} = a_{\lambda T} \cdot f(\lambda, T), \quad (209)$$

где универсальная функция $f(\lambda, T) = r_{\lambda T \text{ черн}}$ будет излучательной способностью абсолютно черного тела.

Правильное выражение этой функции, согласующееся с экспериментальными данными, было получено Планком в предположении, что любое электромагнитное излучение испускается отдельными порциями-квантами – фотонами, каждый из которых имеет энергию $E_\phi = \hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda$, где c – скорость света, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Полученное при этом предположении выражение функции $f(\lambda, T)$ называется формулой Планка:

$$f(\lambda, T) = r_{\lambda T \text{ черн}} = \frac{4\pi^2 c^2 \hbar}{\lambda^5} \cdot \left(\exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right)^{-1}, \quad (210)$$

где $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. График этой функции представлен на рис.206.

Взяв интеграл от выражения (210), получим закон Стефана-Больцмана:

$$R_{\text{черн}} = \int_0^\infty r_{\lambda T \text{ черн}} d\lambda = \sigma T^4, \quad (211)$$

где $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана. Если

учесть, что окружающая среда имеет ненулевую температуру $T_{\text{ср}}$, то энергетическая светимость абсолютно черного тела примет вид $R_{\text{черн}} = \sigma(T^4 - T_{\text{ср}}^4)$. Но в нашем случае $T \gg T_{\text{ср}}$ и можно пользоваться формулой (211).

Максимум излучательной способности приходится на длину волны λ_m , которую можно найти из условия $dr_{\lambda T}/d\lambda|_{\lambda=\lambda_m} = 0$. Вычисление приводит к закону смещения Вина

$$\lambda_m T = b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м·К}. \quad (212)$$

Реальные тела излучают меньше энергии, чем абсолютно черное тело. Среди них имеются тела, поглощательная способность которых практически не зависит от длины волны излучения и от

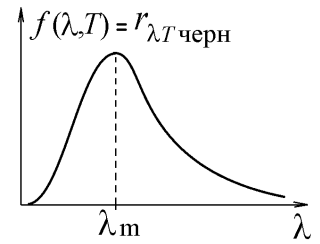


Рис.206

температуры. Такие тела называют “серыми”. Закон Стефана-Больцмана (211) для “серых” тел можно записать в виде

$$R_{\text{сер}} = A\sigma T^4, \quad (213)$$

где константу $A < 1$ называют коэффициентом поглощения. Обычно поглощательная способность реальных сред имеет сложную зависимость от λ и T , и записать для них простую зависимость (213) нельзя.

В данной работе определяется температура нити накала лампы, испускающей свет в оптическом диапазоне, в котором длина волны λ мала и экспонента в выражении (210) намного больше единицы. Тогда можно принять

$$f(\lambda, T) = r_{\lambda T \text{ черн}} = \frac{4\pi^2 c^2 \hbar}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{2\pi c \hbar}{\lambda k_B T}\right). \quad (214)$$

Это – закон излучения Вина, справедливый в области коротких длин волн.

Принцип действия яркостного пирометра, схема действия которого показана на рис.207, основан на сравнении яркости исследуемого нагретого тела (нити накаливания лампочки 9) с яркостью эталонного абсолютно черного тела, которым является нить накала пирометрической лампы 7. Обе нити наблюдаются в поле зрения окуляра 1. Вращением кольца наводки резкости 5 перемещают объектив, направленный на нить накала 7, и добиваются одинаково четких накладывающихся друг на друга в поле зрения окуляра изображений обеих нитей.

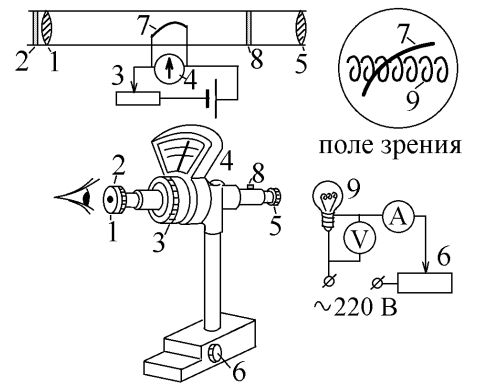


Рис.207

Человеческому глазу трудно сравнить яркости двух изображений разного цвета, но яркости или освещенности двух предметов одного цвета глаз сравнивает очень хорошо. Поэтому на пути лучей от источников 7 и 9 ставят светофильтр 2, пропускающий красный свет с $\lambda = 660$ нм в интервале длин волн $\Delta\lambda$.

Накал эталонной нити 7 пирометра увеличивают или уменьшают, вращая регулятор 3 на пирометре и изменяя ток, текущий через реостат, до тех пор, пока в поле зрения окуляра нить 7 не станет неразличимой на фоне раскаленной нити накала лампочки 9. Это означает, что обе нити одинаково излучают в узком интервале длин волн $\Delta\lambda$, имеют одинаковую яркость и испускают одинаковую энергию. Согласно (207) и (209) получим

$$\underbrace{r_{\lambda \text{ черн}}(\lambda, T_{\text{я}}) \Delta\lambda}_{\text{для нити пирометра 7}} = \underbrace{r_{\lambda}(\lambda, T) \Delta\lambda = a_{\lambda T} r_{\lambda \text{ черн}}(\lambda, T) \Delta\lambda}_{\text{для нити накала лампочки 9}}. \quad (215)$$

Регулятор 6 позволяет менять накал лампочки, изменяя истинную температуру T её нити. Яркостной температурой $T_{\text{я}}$ исследуемого тела называется такая температура абсолютно черного тела, яркость которого совпадает с яркостью исследуемого тела для используемого интервала длин волн $\Delta\lambda$.

Поэтому в соотношении (215) эталонная нить пирометра имеет температуру $T_{\text{я}}$, которую определяют по верхней шкале стрелочного прибора 4 (рис.207). Если лампочка очень яркая и стрелка пирометра зашкаливает, включают дополнительный красный светофильтр 8, ослабляя поток света, и проводят измерения по нижней шкале пирометра.

Яркостная температура всегда будет меньше истинной температуры нити накала, так как $a_{\lambda T} < 1$ и согласно (209) при одинаковой температуре абсолютно черное тело всегда будет испускать больше энергии, и будет иметь большую яркость, чем любое другое нагретое тело.

Подставим (214) в (215) и вычислим логарифм от левой и правой части полученного уравнения. Это даёт $-\frac{2\pi c \hbar}{\lambda k_B T_{\text{Я}}} = \ln a_{\lambda T} - \frac{2\pi c \hbar}{\lambda k_B T}$, откуда, измерив яркостную температуру по шкале пирометра, находим истинную температуру нити накала лампочки, сделанной из вольфрама:

$$T = \frac{T_{\text{Я}}}{1 + T_{\text{Я}} \ln a_{\lambda T} / C_1}, \quad \text{где } C_1 = \frac{2\pi c \hbar}{k_B \lambda} = 2,183 \cdot 10^4 \text{ К}. \quad (216)$$

Зависимость поглотительной способности вольфрама от температуры не линейна и приведена в таблице 1 зависимости поглотительной способности вольфрама от температуры:

Таблица 1

$T, \text{ К}$	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200
$a_{\lambda T}$	0,456	0,452	0,448	0,443	0,469	0,466	0,465

Для измеряемого интервала температур, как видно из этой таблицы, можно приближенно принять её величину равной $a_{\lambda T} \approx 0,45$ и вычислять температуру нити по формуле

$$T = \frac{T_{\text{Я}}}{1 + C_2 T_{\text{Я}}}, \quad \text{где } C_2 = \frac{\ln a_{\lambda T}}{C_1} = -3,66 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}. \quad (217)$$

Ток I , протекающий по нити накала лампочки, нагревает проводник. Температура нити растет до тех пор, пока не установится тепловое равновесие: все выделяющееся в нити джоулево тепло излучается через её боковую поверхность S в виде теплового излучения со всеми длинами волн (рис.208). Реальное тело при установившейся температуре T излучает меньше энергии, чем абсолютно черное тело.

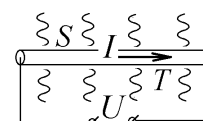


Рис.208

Кроме того, надо учесть, что вольтметр на рис.207 измеряет падение напряжения не только на нити, но и на металлической части цоколя лампочки, которая также теряет тепло за счет механизма теплопроводности, а нить имеет вид не прямого проводника, а спирали, и её излучение греет стеклянную колбу лампочки. В результате всех этих факторов уравнение теплового баланса для данной установки можно записать в виде

$$a_{\lambda T} \sigma T^4 S = \alpha IU, \quad (218)$$

где α - коэффициент, меньший 1, приведенный, как и величина площади S на установке.

Это равенство позволяет рассчитать постоянную Стефана-Больцмана:

$$\sigma = \frac{\alpha IU}{a_{\lambda T} T^4 S}. \quad (219)$$

Порядок выполнения работы

1. Не включая установку в сеть, ознакомиться с расположением ручек регулировки лабораторной установки и пирометра (рис.207). Определить цену деления вольтметра и амперметра. Поставить регуляторы 3 и 6 в исходное положение, повернув их против часовой стрелки.

2. Включить установку в сеть, регулятором 3 (см.рис.207) и установить такой ток, при котором светящаяся нить лампы пирометра 7 хорошо видна в окуляр. Перемещая окуляр 2, получить резкое изображение этой нити.

3. Регулятором 6 установить минимальный ток в исследуемой лампе, при котором её нить накала 9 видна в окуляр в виде светящейся спирали на фоне нити пирометра 7. Записать значения тока

I и напряжения U в исследуемой лампе накала в таблицу 2. Определить мощность, потребляемую лампой $P = I \cdot U$, и также записать в таблицу 2.

4. Вращая регулятор 3, установить такой ток в пирометрической лампе, при котором яркость нити пирометра 7 сравнивается с яркостью нити накала 9.

Значение $t_{\text{я}}$ яркостной температуры в $^{\circ}\text{C}$ определяется **по верхней шкале** стрелочного прибора 4 (на шкале прибора температура дана в градусах Цельсия). Измерение яркостной температуры при заданном токе лампы 9 проводить три раза. Найти среднее значение яркостной температуры и записать в таблицу 2.

5. Аналогичные измерения провести для четырех других значений тока лампы 9, увеличивая его каждый раз на одинаковую величину. Если стрелка пирометра зашкаливает при измерении температуры, включить светофильтр 8 и измерение температуры проводить по нижней шкале.

6. По формуле (217) вычислить для каждого тока термодинамическую температуру T , используя среднее значение $\langle T_{\text{я}} \rangle$, полученные результаты записать в таблицу 2.

7. По формуле (219) для каждого опыта найти постоянную Стефана-Больцмана σ . Определить среднее значение $\langle \sigma \rangle$.

Таблица 2.

I, A					
U, B					
$P, \text{Вт}$					
$t_{\text{я}}, ^{\circ}\text{C}$					
$\langle t_{\text{я}} \rangle, ^{\circ}\text{C}$					
$\langle T_{\text{я}} \rangle =$ $\langle t_{\text{я}} \rangle + 273, \text{K}$					
T, K					
$\sigma, \text{Вт/м}^2\text{K}^4$					
$\langle \sigma \rangle = \dots\dots\dots \text{Вт/м}^2\text{K}^4$					

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 49

1. Что представляет собой тепловое излучение нагретого тела?
2. Какая величина называется спектральной излучательной способностью? спектральной поглощательной способностью? энергетической светимостью?
3. В чем заключается закон Кирхгофа для теплового излучения? Какой смысл имеет универсальная функция $f(\lambda, T)$ в этом законе?
4. Что называется абсолютно черным телом? Приведите примеры таких тел.
5. Как, зная излучательную способность, найти энергию, излучаемую нагретым телом за время Δt ?
6. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана и закон смещения Вина для излучения абсолютно черного тела?
7. Как изменится график на рис.206 при увеличении температуры? Нарисуйте на одном поле два графика зависимости $r_{\lambda T \text{ черн}}$ от λ при разных температурах.
8. По прямому проводу длины $l = 1 \text{ м}$ с малым радиусом $r = 1 \text{ мм}$, находящемуся в вакууме, течет ток $I = \text{А}$. Удельное сопротивление провода $\rho = 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Определите установившуюся температуру провода, если $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{K}^4$.

9. Чем отличаются энергетические светимости абсолютно черного и “серого” тела? Можно ли все реальные тела считать “серыми”?
10. Объясните назначение всех элементов лабораторной установки на рис.207. и объясните принцип её действия.
11. Зачем в данной работе используется светофильтр? Почему измерения нельзя выполнить без светофильтра?
12. В чем состоит суть метода оптической пирометрии? Как можно измерить температуру нагретого тела на расстоянии по его яркости? Температура какого тела определяется по шкале пирометра?
13. Что называется яркостной температурой наблюдаемого тела (нити накала)?
14. Объясните формулу (215).
15. Абсолютно черное и “серое” тело имеют одинаковую температуру. Какое из этих тел имеет большую яркость? большую яркостную температуру?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - : Т. 3: §§2, 4-6.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С., Семин В.А. Основы квантовой теории и атомной физики, - изд. ТулГУ. 2010, гл.I §§1-5.

Работа №50. Снятие характеристик и определение параметров фотоэлемента

Цель работы: ознакомиться с явлением внешнего фотоэффекта и работой фотоэлемента, определить чувствительность фотоэлемента.

Теоретическое описание

В работе исследуется явление внешнего фотоэффекта: световой поток от источника света падает на металлический катод фотоэлемента (двухэлектродной вакуумной лампы) и выбивает из металла электроны, которые попадают на анод и создают измеряемый микроамперметром μA фототок (рис.209).

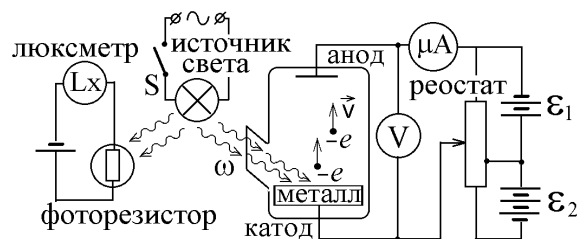


Рис.209

Правильно объяснить это явление можно только с помощью квантовых представлений о природе света: световой поток с частотой ω состоит из отдельных квантов-фотонов, каждый из которых ведет себя как частица с энергией $E_{\text{ф}} = \hbar\omega$ и с импульсом $p_{\text{ф}} = \hbar\omega/c$, где $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света.

Эта энергия передаётся фотоном одному из электронов проводимости внутри металла. Вблизи поверхности металла имеется двойной электрический слой, создающий электрическое поле с напряженностью \vec{E} , препятствующее вылету электрона из металла. Чтобы электрон с зарядом $-e$ покинул металл и преодолел это поле (рис.210), ему надо сообщить минимальную энергию A , которая называется работой выхода электрона из металла.

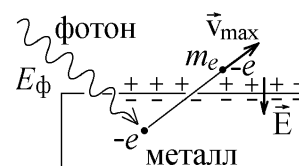


Рис.210

Оставшаяся часть энергии будет кинетической энергией электрона, вылетевшего из металла.

Если электрону передаётся **вся** энергия фотона, то он вылетает с максимальной скоростью v_{\max} в

соответствии с уравнением Эйнштейна для фотоэффекта:
$$E_{\phi} = \hbar\omega = A + \frac{m_e v_{\max}^2}{2}. \quad (220)$$

Согласно этому уравнению фототок возникает только при частоте падающего на металл света, превышающей значение, названное красной границей фотоэффекта: $\omega \geq \omega_{\text{кр}} = A/\hbar$ (рис.211). При этом ток возникает при освещении моментально, без накопления энергии световой волны внутри металлического катода, поскольку энергия фотона передаётся электрону мгновенно. Это указывает на квантовую природу света.

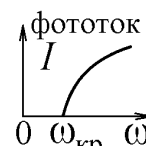


Рис.211

В работе снимаются вольт-амперные характеристики фотоэлемента (рис.212). Источники тока \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 подключены так, что передвигая движок реостата можно подать на фотоэлемент как прямое, так и обратное напряжение. Если прямое напряжение превышает величину $U_{\text{н}}$, фототок прекращает расти, так как все электроны, выбиваемые фотонами из катода достигают анода, и микроамперметр регистрирует фототок насыщения $I_{\text{н}}$.

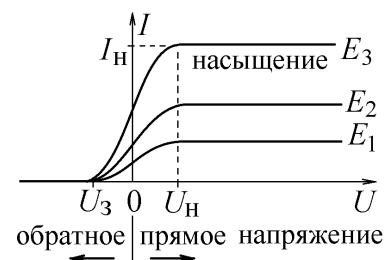


Рис.212

Ненулевой фототок наблюдается и при обратном напряжении, что также указывает на квантовую природу света. Выбитые с максимальной скоростью электроны тормозятся обратным полем, будут полностью остановлены и не долетят до анода, если вся их кинетическая энергия будет затрачена на работу против сил задерживающего электрического поля: $m_e v_{\max}^2 / 2 = eU_3$, откуда величина задерживающего напряжения или задерживающей разности потенциалов

$$U_3 = (\hbar\omega - A)/e. \quad (221)$$

Освещенность E катода можно изменять, увеличивая или уменьшая ток, протекающий через источник света. Источник света одновременно освещает и катод фотоэлемента и фоторезистор, встроенный в люксметр Лх (рис.209). Фоторезистором является полупроводник, в котором фотоны выбивают валентные электроны из межатомных связей, увеличивая электронный и дырочный ток и уменьшая сопротивление фоторезистора от 1 МоМ в темноте до 10-100 Ом под действием света. Шкала люксметра проградуирована так, что по изменению тока в нем стрелка прибора показывает освещенность в люксах (лк).

Величина освещенности или интенсивности светового потока пропорциональна числу фотонов в нем, т.е. пропорциональна числу выбитых из катода электронов и току насыщения: $I_{\text{н}} = kE$ (рис.212). Используя полученные на снятых вольт-амперных характеристиках (рис.212) значения для тока насыщения, можно определить величину чувствительности фотоэлемента $k = \Delta I_{\text{н}} / \Delta E$ (см.рис.213). Эта величина характеризует способность фотоэлемента реагировать на свет.

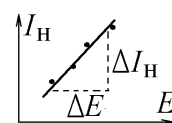


Рис.213

Заметим, что свободный электрон не может поглотить или испустить фотон, который является релятивистской частицей, движущейся со скоростью света. В инерциальной системе отсчета, в которой свободный электрон покоится (рис.214), законы сохранения энергии и импульса при поглощении фотона электроном надо записать в релятивистской форме:

$$\begin{array}{ccc} E_{\phi}, \vec{p}_{\phi} & mc^2 & E_e, \vec{p}_e \\ \text{фотон} & \rightarrow & \text{электрон} \end{array}$$

Рис.214

$$E_{\phi} + mc^2 = E_e = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad p_{\phi} = \frac{E_{\phi}}{c} = p_e = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (222)$$

Исключив из системы уравнений (222) энергию фотона E_{ϕ} , получим

$$\frac{m_e c v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \text{ откуда следует, что скорость электрона равна скорости света } v = c,$$

что невозможно. Невозможно поглощение фотона свободным электроном.

Поглощение фотона электронами проводимости внутри металла происходит из-за того, что эти электроны не свободны, а взаимодействуют с электрическим полем кристаллической решётки металла. Часть энергии поглощенного фотона будет передаваться решётке и электроны будут вылетать из металла со скоростью меньшей, чем та, что указана в уравнении фотоэффекта (220), что объясняет постепенное увеличение фототока до насыщения на рис.212.

Порядок выполнения работы

1. Разобраться в назначении и расположении приборов и регуляторов на установке. Схема установки изображена на рис.209. Шкалы люксметра (Лх), микроамперметра (μА) и вольтметра (V) расположены на панели установки, внутри которой находятся фотоэлемент, фоторезистор, источник света и источник питания.

2. Тумблер S поставить в положение "Выкл", а источник освещенности расположить на максимальном удалении от фотоэлемента, для чего регулятор освещенности R₁ повернуть вправо до упора.

3. Ручку потенциометра R повернуть против часовой стрелки до упора.

4. Включить установку в сеть "220 В".

5. Изменяя напряжение U потенциометром (реостатом) R, снять зависимость фототока I от напряжения, подаваемого на фотоэлемент, при освещенности $E = 0$ Лк.

6. Тумблером S включить источник света и измерить зависимость фототока I от прилагаемого к фотоэлементу напряжения U получить зависимость $I = f(U)$ при различных значениях освещенности. Данные измерений занести в таблицу.

$E, \text{лк}$	$U, \text{В}$												$I_{\text{н}}, \text{А}$
	$I, \text{А}$												
	$I, \text{А}$												
	$I, \text{А}$												
	$I, \text{А}$												
	$I, \text{А}$												
	$I, \text{А}$												
$\Delta I_{\text{н}} = \dots\dots\dots \text{А}; \quad \Delta E = \dots\dots\dots \text{лк}; \quad k = \dots\dots\dots \text{А/лк}$													

По полученным данным построить вольт-амперные характеристики $I = f(U)$ при $E = \text{const}$ (семейство кривых строить на одном листе, как показано на рис.212).

7. По построенным графикам определить величины тока насыщения I_n при каждом значении освещенности E , занести их в таблицу и построить график зависимости тока насыщения I_n от освещенности E

8. По этому графику (см. рис.213) определить чувствительность фотоэлемента $k = \Delta I_n / \Delta E$.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 50

1. В чем заключается явление фотоэффекта? Почему он называется внешним?
2. По каким причинам объяснить явление фотоэффекта можно только с помощью квантовой теории?
3. Какая частица называется фотоном? Каковы её энергия и импульс?
4. Какая величина называется работой выхода электрона из металла?
5. Запишите и объясните уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
6. Что называется красной границей фотоэффекта? Почему фотоэффект невозможен при малой частоте падающего на металл света?
7. Что из себя представляет фотоэлемент, используемый в работе? С помощью рис.209 объясните схему эксперимента.
8. Что называют задерживающим напряжением и как определить его величину?
9. Почему величина фототока перестаёт расти с увеличением прямого напряжения? От чего зависит величина фототока насыщения I_n ? Почему величина I_n пропорциональна освещенности катода?
10. Объясните принцип измерения освещенности света люксметром.
11. Что называется чувствительностью фотоэлемента?
12. Докажите невозможность поглощения фотона свободным электроном, решив систему уравнений (222).
13. Почему величина фототока не равна нулю при подаче обратного напряжения? Почему эта величина возрастает не скачком, а постепенно?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - : Т. 3: §§8-9.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С., Семин В.А. Основы квантовой теории и атомной физики, - изд. ТулГУ. 2010, гл.2 §1.

Работа №51. Изучение полупроводникового фотоэлемента

Цель работы: ознакомиться с явлением внутреннего фотоэффекта и с работой полупроводникового фотодиода, определить его характеристики.

Теоретическое описание

Электроны в кристаллической решётке твердого тела могут иметь отдельные очень плотно расположенные значения энергии – разрешенные энергетические зоны, которые разделены промежутками значений энергии, которые электроны иметь не могут – запрещенными энергетическими зонами. В основном состоянии электроны заполняют зоны с наименьшими энергиями. Верхняя полностью заполненная электронами разрешенная зона называется валентной. Электроны из валентной зоны связаны с атомами. Следующая разрешенная зона, лежащая над валентной, называется зоной проводимости (рис.215).

Заполняющие её электроны могут перемещаться по решётке, создавая электрический ток.

В собственных полупроводниках (это, например, атомы Si или Ge с четырьмя валентными электронами, в межатомных орбиталях связывающих атомы в кристаллическую решетку) зона проводимости при $T=0$ К пуста, но отделена от валентной зоны узкой запрещенной зоной, имеющей ширину $\Delta E_z \leq 1$ эВ. Полупроводники легируют, добавляя в них донорную примесь, атомы которой содержат

лишний валентный электрон, и получают примесный полупроводник n-типа. Лишний донорный электрон связан с ионом примеси (рис.215), но энергия связи очень мала $E_{св} \approx 0,01 \div 0,02$ эВ. Энергетические уровни таких электронов называются донорными уровнями и находятся на малом расстоянии от нижнего уровня зона проводимости. При комнатной температуре все донорные электроны получают тепловую энергию $3k_B T/2 > E_{св}$ и, отрываясь от ионов, становятся свободными, т.е. переходят в зону проводимости. В полупроводнике n-типа освободившиеся из атомов примеси электроны будут основными носителями заряда.

При нагревании валентные электроны также могут вырваться из связывающей межатомной орбитали, но для этого им надо получить значительно большую энергию, превышающую ширину запрещенной зоны ΔE_z (рис.215). Число или концентрация таких электронов много меньше числа освободившихся электронов донорной примеси. В валентной зоне, откуда вырываются электроны, образуются вакантные места – незаполненные энергетические уровни. На эти вакантные места за счет туннельного эффекта могут перескакивать валентные электроны из соседних атомов (рис.156), создавая перенос электрического заряда. Такой перенос рассматривают как движение свободной квазичастицы-дырки с зарядом $+e$. Полупроводник обладает и электронной, и дырочной проводимостью, но в полупроводнике n-типа число дырок мало и они будут неосновными носителями заряда.

Если полупроводник легируют, добавляя акцепторную примесь из атомов, в которых число валентных электронов, образующих межатомные связи, меньше, чем в основной решётке полупроводника, то получают примесный полупроводник p-типа. Вакантное незаполненное электроном место в связывающей орбитали соответствует акцепторному уровню энергии, лежащему на небольшом расстоянии $\Delta E_a \sim 0,01 \div 0,02$ эВ от верхнего уровня валентной зоны. При небольшом нагревании соседние электроны из валентной зоны перескакивают на эти вакантные места, т.е. поднимаются из валентной зоны на акцепторные уровни энергии (рис.216). В валентной зоне образуются большое число дырок, равное числу атомов примеси. В полупроводнике p-типа дырки будут основными носителями заряда, а небольшое число электронов, вырвавшихся из валентной зоны в зону проводимости – неосновными носителями заряда.

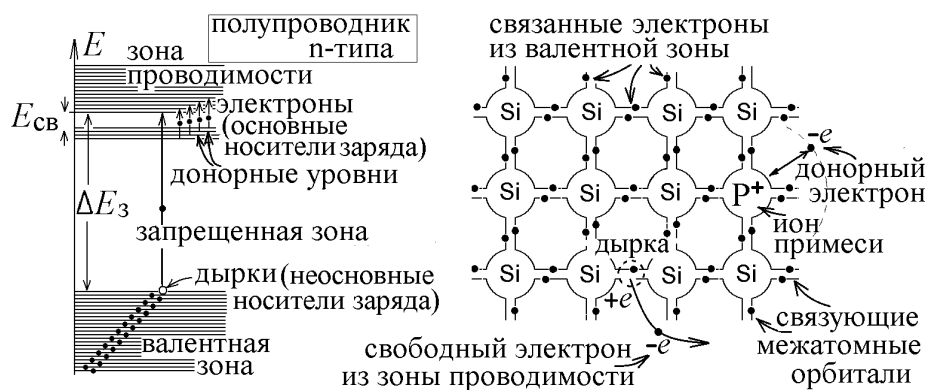


Рис.215

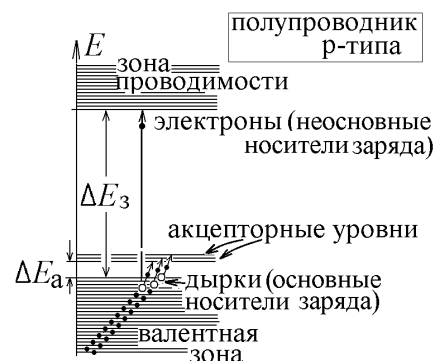


Рис.216

Полупроводниковый фотоэлемент изготавливают нанесением тонкого слоя полупроводника n -типа на полупроводник p -типа. В месте их контакта образуется узкая область p - n -перехода ширины Δl . Начинается диффузия основных носителей заряда: дырки из p -области начинают переходить в n -область, перенося положительный заряд а электроны – в обратном направлении (рис.217). В узком слое толщины Δl они рекомбинируют: электроны заполняют вакантные места (дырки) в связующих орбиталях. В результате образуется запирающий слой, обеднённый свободными носителями заряда. Это, как показано на рис.217, двойной электрический слой с объемным зарядом, создающим электрическое поле с напряженностью \vec{E}_3 . Это поле препятствует дальнейшей диффузии основных носителей заряда, но помогает движению неосновных носителей, заставляя электроны двигаться из p -области в n -область, а дырки – в противоположном направлении.

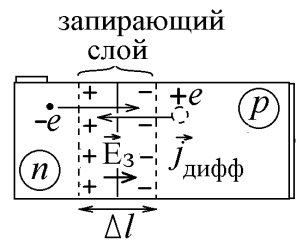


Рис.217

Фотоэлемент в данной работе включен в режиме фотодиода: на p - n -переход подаётся обратное напряжение, которое можно изменять с помощью реостата R , как показано на схеме установки (рис.218). Фотоны светового излучения проникают в объём полупроводника и вырывают валентные электроны из связующих орбиталей, переводя их из валентной зоны в зону проводимости. Это – внутренний фотоэффект, так как выбитые электроны остаются внутри полупроводника. Часть энергии поглощенного фотона E_{ϕ} расходуется на преодоление электроном запрещенной зоны, часть передается кристаллической решетке полупроводника, а оставшаяся часть превращается в кинетическую энергию вырванного электрона:

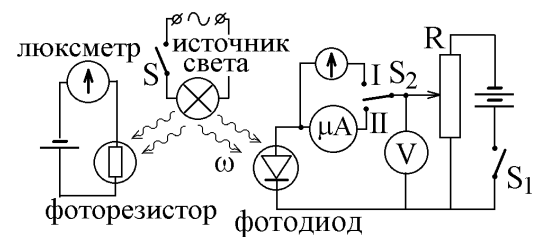


Рис.218

(как показано при решении уравнений (222), электрон не может изменить свой импульс на величину импульса поглощенного фотона. Часть импульса фотона, и часть энергии $E_{\text{реш}}$, должна быть передана решётке полупроводника).

При отсутствии освещения фотодиод работает как обычный полупроводниковый диод (p - n -переход), вольт-амперная характеристика которого показана на рис.176 (объяснение свойств p - n -перехода можно прочесть в описании лабораторной работы №43).

При обратном включении напряженность электрического поля, созданного источником тока, препятствует протеканию тока основных носителей заряда и увеличивает запирающий слой, но помогает движению через него неосновных носителей – дырок из n -области и электронов из p -области (рис.219).

Ток, текущий через фотодиод при обратном напряжении и при отсутствии освещения будет током неосновных носителей заряда и называется темновым током:

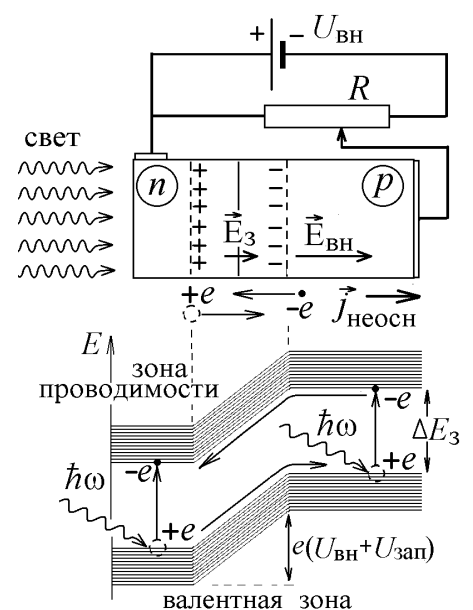


Рис.219

$$I_{\text{темн}} = I_{\text{неосн}} \left(\exp \left(\frac{eU_{\text{вн}}}{k_B T} \right) - 1 \right), \text{ где } U_{\text{вн}} < 0. \quad (224)$$

Для его измерения необходимо ключ S_2 перевести в положение I (рис.218), подключая чувствительный стрелочный гальванометр.

При освещении значительно возрастает число неосновных носителей заряда, выбиваемых фотонами. Толщина n -области должна быть малой, чтобы фотоны проникали внутрь запирающего слоя (рис.219). Число фотонов пропорционально освещенности E , создаваемой источником света. Поэтому фототок, созданный появившимися при внутреннем фотоэффекте неосновными носителями заряда также пропорционален освещенности фотодиода: $I_{\phi} = kE$. Этот ток значительно больше темнового тока и для его измерения надо перевести ключ S_2 в положение II (рис.218), подключая микроамперметр.

В результате получаем вольт-амперную характеристику фотодиода:

$$I = I_{\text{темн}} - I_{\phi} = I_{\text{неосн}} \left(\exp \left(\frac{eU_{\text{обр}}}{k_B T} \right) - 1 \right) - kE, \text{ где } U_{\text{вн}} < 0. \quad (225)$$

При выполнении работы надо построить графики зависимости тока I от величины обратного напряжения $U_{\text{вн}}$, подаваемого на фотодиод при нескольких значениях освещенности E . Примерный вид этих графиков показан на рис.220, причем строятся они в области $U_{\text{вн}} < 0$. С увеличением освещенности увеличивается концентрация свободных электронов и дырок, а потому меняется и величина тока (224). С ростом обратного напряжения все неосновные носители заряда будут подхватываться электрическим полем и беспрепятственно проходить через p - n -переход, а противоположно направленный ток основных зарядов станет равным нулю. Фототок перестанет изменяться, достигая величины тока насыщения $I_{\text{н}}$ (рис.220).

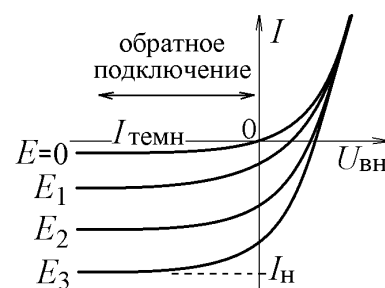


Рис.220

Величина освещенности E измеряется стрелочным прибором – люксметром (рис.218). Включенный в его цепь полупроводниковый фоторезистор меняет своё сопротивление под действием потока фотонов от источника света, которые, производя внутренний фотоэффект, увеличивают концентрацию свободных электронов и дырок в фоторезисторе. Изменение сопротивления приводит к изменению тока в цепи люксметра, пропорционального суммарной энергии падающих на единицу площади фотонов, т.е. освещенности. Шкала люксметра проградуирована в люксах – единицах освещенности.

По построенным графикам (рис.220) можно определить следующие характеристики полупроводникового фотоэлемента:

— статическое сопротивление $R_{\text{ст}} = U/I;$ (226)

— дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}} = \Delta U/\Delta I;$ (227)

(эти величины определяются по графикам, полученным для разных значений освещенности для одного и того же значения обратного напряжения U , для которого график имеет приблизительно вид прямой линии, рис.221).

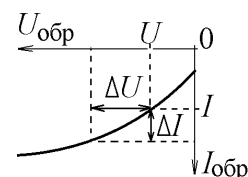


Рис.221

Определяя по графикам рис.220 величины тока насыщения $I_{\text{н}}$ при разной освещенности E , строим график этой зависимости (рис.213), по которому можно найти величину чувствительности

фотоэлемента $k = \Delta I_n / \Delta E$, которая характеризует способность фотоэлемента реагировать на изменение освещенности.

Заметим, что показанный на рис. 219 полупроводниковый фотоэлемент может работать в другом режиме вентильного фотоэффекта, если не подключать его к источнику тока, а замкнуть на сопротивление R (рис.222). Возникшее в запирающем слое поле с напряженностью \vec{E}_z заставляет перемещаться возникающие под действием света неосновные носители заряда в разные стороны – дырки из n -области в p -область, а электроны наоборот, создавая фототок $I_\phi = kE$, пропорциональный освещенности E . При разомкнутом ключе S они не покидают полупроводник, заряжая p -область положительно, а n -область отрицательно (знаки “+” и “-” на рис.222). На противоположных концах фотоэлемента под действием света создаётся разность потенциалов, которую называют фотоЭДС \mathcal{E}_ϕ .

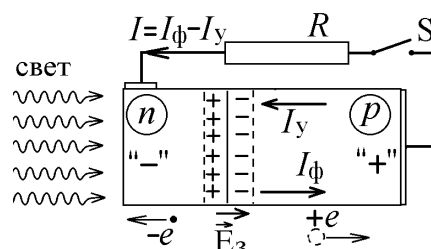


Рис.222

Знаки зарядов показывают, что эта ЭДС создаёт на p - n -переходе прямое напряжение (сравните с рис.157), а потому она должна создавать встречный ток $I_y = I_{\text{неосн}} \left(\exp\left(\frac{e\mathcal{E}_\phi}{k_B T}\right) - 1 \right)$, который называют током утечки (см. (178)). При разомкнутом ключе S ток через фотоэлемент не течёт, а потому ток утечки компенсирует фототок: $I_y = I_\phi$. Отсюда находим величину фотоЭДС:

$$\mathcal{E}_\phi = \frac{k_B T}{e} \left(1 + \frac{I_\phi}{I_{\text{неосн}}} \right). \quad (228)$$

При замкнутом ключе S (рис.222) через сопротивление R потечет нескомпенсированный ток $I = I_\phi - I_y$, создавая на нем падение напряжения $U_{\text{вн}} = (I_\phi - I_y)R$, которое в свою очередь определяет величину тока утечки $I_y = I_{\text{неосн}} \left(\exp(eU_{\text{вн}}/k_B T) - 1 \right)$. В этих формулах $I_{\text{неосн}}$ - ток неосновных носителей заряда при отсутствии освещения, т.е. темновой ток. Как видим, фотоэлемент преобразует световую энергию в электрическую.

Порядок выполнения работы

1. Разобраться в назначении и расположении измерительных приборов и регулировок на панели установки (рис.223). Определить цену деления каждого прибора.

А) Снятие темновой характеристики фотодиода

2. Включить установку в сеть и выключить освещение фотодиода. При этом включается шкала каскада I двухкаскадного микроамперметра на рис.223. Ручкой “рег.напр.” (потенциометр R на рис.218) установить и измерить максимальное напряжение U_{max} , которое можно подать на фотодиод.

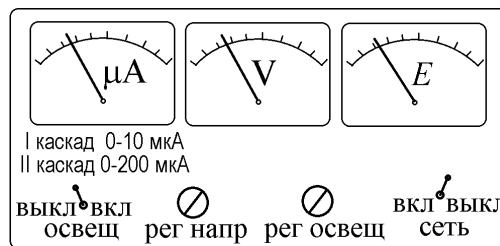


Рис.223

3. Изменяя напряжение на фотодиоде через $U_{\text{max}}/10$, измерить зависимость тока I , текущего через фотодиод от поданного на него напряжения U . Результаты измерений занести в первые две строчки

таблицы 1.

Таблица 1

$E=0$	$U, В$													$R_{ст}$	$R_{диф}$
	$I, А$, Ом	, Ом
$E= \dots лк$	$U, В$														
	$I, А$														
$E= \dots лк$	$U, В$														
	$I, А$														
$E= \dots лк$	$U, В$														
	$I, А$														
$k = \dots\dots\dots А/лк$															

Б) Снятие световых характеристик фотодиода

4. Включить освещение. При этом включается шкала каскада II микроамперметра. Провести аналогичные измерения зависимости тока I от напряжения U при трех-четырех различных значениях освещенности, которые указаны на установке. (Если они не указаны, то ручкой “рег.освещ.” определите максимальное возможное значение освещенности на установке E_{max} . Тогда три различных значения E можно установить приблизительно $E = E_{max}/3$, $E = 2E_{max}/3$, $E = E_{max}$). Данные измерений занести в таблицу 1.

В) Исследование фотодиода в режиме фотоЭДС

5. Установить ручкой “рег.напр.” величину $U = 0$ В. При этом на фотодиод не подаётся внешнее напряжение и включенный в электрическую цепь на рис.218 вольтметр V играет роль балластного сопротивления, включенного последовательно с микроамперметром μA , который начинает выполнять роль вольтметра, измеряющего падение напряжения на фотодиоде, т.е. величину фотоЭДС $\mathcal{E}_ф$. Шкала микроамперметра, включенного по 2-му каскаду будет иметь пределы измерения 0-500 мВ. Определите цену деления такой шкалы.

6. Меняя ручкой “рег.освещ.” величину освещенности через равные интервалы, измерить соответствующие значения $\mathcal{E}_ф$ по шкале микроамперметра и занести их в таблицу 2.

Таблица 2.

$U=0$	$\mathcal{E}_ф, мВ$										
	$E, лк$										
$\lambda = \dots\dots\dots мВ/лк$											

7. Выключить установку.

8. По данным таблицы 1 построить на одном листе миллиметровой бумаги семейство графиков зависимости $I = f(U)$ для разных значений освещенности E . Учтите, что на полупроводниковый фотодиод подаётся **обратное** напряжение U . Поэтому вид графиков получится таким, как изображено на рис.220.

9. На каждом графике выбрать интервал, где зависимость $I = f(U)$ приблизительно линейна, как показано на рис.221, и по формулам (226) и (227) вычислить статическое и дифференциальное сопротивление фотодиода при разных величинах освещенности E . Результаты занести в таблицу 1.

10. По данным таблицы 1 построить график зависимости тока насыщения I_n от величины освещенности E : $I_n = f(E)$. По этому графику, как показано на рис.213, определить величину чувствительности фотоэлемента $k = \Delta I_n / \Delta E$.

11. По данным таблицы 2 построить график зависимости величины фотоЭДС \mathcal{E}_ϕ от освещенности фотоэлемента $\mathcal{E}_\phi = f(E)$ (рис.224). По этому графику определить величину градуировочного коэффициента фотоЭДС $\lambda = \Delta \mathcal{E}_\phi / \Delta E$, характеризующего, например, эффективность солнечных батарей.

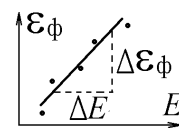


Рис.224

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 51

1. Какие энергетические зоны называются зоной проводимости и валентной зоной? Чем отличаются электроны, находящиеся в этих зонах?
2. Что такое квазичастица-дырка? Как она образуется и как перемещается по кристаллической решетке полупроводника?
3. Чем отличаются примесные полупроводники n - и p -типа? Нарисуйте для них энергетические диаграммы. Что является основными и неосновными носителями заряда в этих полупроводниках?
4. Как образуется запирающий слой в месте контакта p - и n -полупроводников? Объясните направление запирающего поля в нём.
5. Что называется прямым и обратным включением полупроводникового фотодиода? Почему в данной работе на него надо подавать обратное напряжение?
6. В чем заключается явление внутреннего фотоэффекта? Чем внутренний фотоэффект отличается от внешнего?
7. Объясните уравнение (223).
8. Что из себя представляет используемый в работе фотоэлемент? Почему слой n -полупроводника в нём должен быть очень тонким?
9. Нарисуйте и объясните вольт-амперную характеристику полупроводникового фотодиода. Какой измеряемый в работе ток называется темновым?
10. Что происходит с вольтамперной характеристикой при увеличении освещенности? Объясните вид графиков на рис.220.
11. Каким образом в данной работе измеряется освещенность, создаваемая источником света? Чем фоторезистор на рис.218 отличается от фотодиода?
12. Как рассчитать статическое и дифференциальное сопротивление фотодиода? Как найти величину его чувствительности к освещению?
13. Каким образом полупроводниковый фотоэлемент преобразует энергию света в электрическую энергию тока?
14. Какая величина называется фотоЭДС? Как она зависит от освещенности фотоэлемента? Сделайте и объясните вывод её выражения (228).
15. Почему в режиме вентильного фотоэффекта возникает ток утечки? От чего зависит его величина?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. – Т. 3: §§9, 43, 45-47.
2. Колмаков Ю. Н., Левин Д.М., Семин В.А. Основы физики конденсированных сред и физики микромира: Ч.1, - изд. ТулГУ. 2014, §§6.4, 6.5.

Работа №52. Определение потенциалов возбуждения и ионизации атомов газа

Цель работы: ознакомиться с работой газонаполненной электронной лампы (тиратрона), определить потенциалы возбуждения и ионизации газа.

Теоретическое описание

Электроны в атомах могут находиться только в стационарных состояниях с отдельными дискретными разрешенными значениями энергии $E_n < 0$. Энергетическая диаграмма таких состояний показана на рис.225. Стационарное состояние с наименьшей энергией, которую может иметь электрон, называется основным. В этом состоянии атом не возбужден.

Состояния с более высокими энергиями называются возбужденными. Электрон (атом) может оказаться в возбужденном состоянии только получив энергию, равную разности энергий стационарных состояний, например, поглотив фотон с частотой ω и с энергией $\hbar\omega = E_n' - E_n$ (\hbar – постоянная Планка). Находиться в возбужденном состоянии атом может очень недолго, $\Delta t \sim 10^{-8}$ с, после чего электрон возвращается на нижележащий энергетический уровень, испуская фотон с той же частотой ω (рис.225). Как правило, переходят в возбужденное состояние валентные электроны из внешней оболочки атома. Чтобы перейти на ближайший **первый возбужденный уровень**, им надо получить минимальную энергию возбуждения E_B (рис.225). Потенциалом возбуждения атома ϕ_B (точнее – первым потенциалом возбуждения) называется ускоряющая разность потенциалов, проходя которую электрон с зарядом $-e$ приобретает минимальную энергию $E_B = e\phi_B$, достаточную для возбуждения атома.

Если поглощенный фотон имеет энергию $\hbar\omega' \geq |0 - E_{\text{осн}}|$, то электрон вырывается из атома, и движется свободно с любой положительной кинетической энергией $mv^2/2 > 0$. Это – процесс ионизации атома. Минимальная энергия $E_i = |E_{\text{осн}}|$, которую должен для этого получить электрон, находящийся в основном состоянии, называется энергией ионизации атома, а разность потенциалов, которой должен быть ускорен электрон для приобретения такой энергии, $\phi_i = E_i/e$, называется потенциалом ионизации атома.

Для определения потенциалов возбуждения и ионизации в работе используется тиратрон – трёхэлектродная лампа, заполненная газом. Принципиальная схема установки показана на рис.226. На сетку лампы подаётся положительное относительно катода напряжение U_c , регулируемое потенциометром R . Вылетевшие из нагретого катода электроны ускоряются электрическим полем между сеткой и катодом и попадают на сетку, создавая сеточный ток I_c , измеряемый миллиамперметром mA.

На коллектор, который в обычной лампе является анодом,

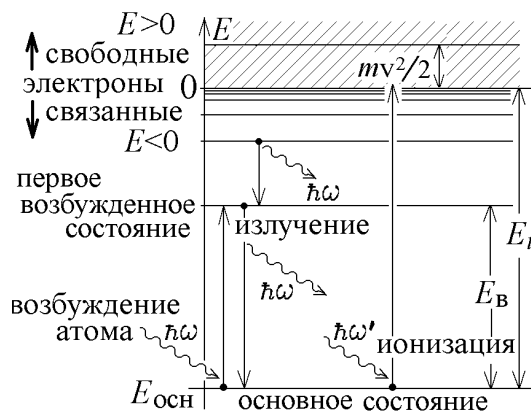


Рис.225

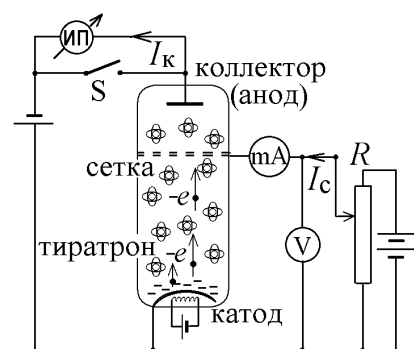


Рис.226

подаётся отрицательное относительно катода напряжение, которое предотвращает попадание электронов на коллектор, тормозя и поворачивая их к сетке.

Если постепенно увеличивать ускоряющее напряжение U_c , то при достижении потенциала возбуждения $U_c = \phi_B$ ускоренные электроны, летящие с катода, приобретают вблизи сетки энергию $E_B = e\phi_B$ достаточную, чтобы при столкновении с атомами газа возбудить их, передавая свою энергию. Возбужденные атомы немедленно возвращаются в основное состояние, излучая фотоны с энергией $\hbar\omega = E_B = e\phi_B$. Начинается свечение газа. Испущенные при этом фотоны попадают на коллектор, производя фотоэффект и выбивая из коллектора электроны, которые также летят к сетке (рис.227).



Рис.227

При этом создаётся очень слабый ток коллектора I_K , который измеряется чувствительным стрелочным прибором ИП. Этот ток резко возрастает при увеличении напряжения U_c . По появлению такого тока на графике зависимости I_K от U_c (рис.228) определяют величину потенциала возбуждения ϕ_B атомов газа. В работе также вычисляется частота и длина волны излучения возбужденных атомов:

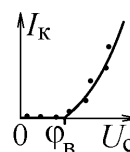


Рис.228

$$\omega = \frac{e\phi_B}{\hbar}, \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}. \quad (229)$$

Вокруг нагретого катода имеется экранирующее облако из покинувших катод электронов, которое препятствует вылету следующих электронов. Из-за этого облака сеточный ток возрастает достаточно плавно, согласно закону Богуславского-Лэнгмюра: $I_c = \text{const} \cdot U_c^{3/2}$. При достижении потенциала ионизации сталкивающиеся с атомами газа электроны начинают выбивать из них новые электроны, увеличивающие ток сетки, на который влияют образовавшиеся ионы, движущиеся к отрицательно заряженному катоду и ослабляющие действие экранирующего электронного облака (рис.227). В результате сеточный ток испытывает резкий скачок, по наличию которого определяют величину потенциала ионизации ϕ_i (рис.229).

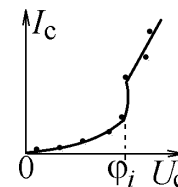


Рис.229

Таблица 1

Величины потенциалов ϕ_B и ϕ_i различных газов приведены в таблице 1:

Газ	H ₂	He	Ar	Kr	Xe	Ne	Na	Hg
$\phi_B, \text{В}$	11,2	20,9	11,6	10,0	8,5	16,6	2,1	4,9
$\phi_i, \text{В}$	15,6	24,6	15,8	14,0	12,1	21,6	5,1	10,4

Сравнивая полученные результаты с этими данными, необходимо определить какой газ находится в тиратроне.

Порядок выполнения работы

1. Разобраться с назначением и расположением элементов схемы на рис.226 и определить цену деления вольтметра, измеряющего ускоряющее напряжение U_c между катодом и сеткой, и миллиамперметра, измеряющего сеточный ток I_c . Коллекторный ток I_K , ввиду его малости, измеряется в делениях шкалы специального измерительного устройства ИП (катодного вольтметра с большим входным сопротивлением).

2. Не занося данные в таблицу, провести предварительный эксперимент. Плавнo увеличивая от нуля напряжение U_c на сетке, заметить такое значение U_b , при котором появится ток в коллекторе, и такое значение U_i , при котором начнется резкое возрастание сеточного тока.

3. Начать измерения заново, изменяя напряжение U_c от 0 до U_b через интервалы 2 В, а затем через 0,2 – 0,3 В от U_b до предела. При этом измерять значения тока коллектора I_k и тока сетки I_c . Данные занести в таблицу 2. Во избежание выхода из строя прибора ИП **отключить его, замыкая ключ S (рис.226), как только стрелка прибора ИП дойдет до конца шкалы!**

Таблица 2.

U_c , В													
I_k , дел													
I_c , mA													
$\varphi_b = \dots\dots\dots$ В; $\varphi_i = \dots\dots\dots$ В; $\omega = \dots\dots\dots$ с ⁻¹ ; $\lambda = \dots\dots\dots$ м													

4. По полученным данным построить графики зависимостей $I_k = f(U_c)$ и $I_c = f(U_c)$.

5. По этим графикам определить величину потенциала возбуждения φ_b (это значение $U_c = U_b$, при котором возбужденные атомы газа начинают испускать фотоны, создающие фототок в приборе ИП) и величину потенциала ионизации φ_i (это значение $U_c = U_i$, при котором число выбитых из атомов газа электронов лавинообразно возрастает, резко увеличивая сеточный ток).

6. По формулам (229) вычислите частоту и длину волны излучения возбужденных атомов газа.

7. По прилагаемой таблице 1 определить, какой газ находится в лампе.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 52

1. Какой процесс называется возбуждением атома? Чем возбужденный атом отличается от невозбужденного? Что происходит с возбужденными атомами?
2. Опишите процесс ионизации атома газа. Каким образом этот процесс происходит в данной работе?
3. Объясните энергетическую диаграмму атома на рис.225.
4. Что называется первым потенциалом возбуждения и потенциалом ионизации атома?
5. Объясните схему установки на рис.226. Почему покинувшие катод электроны создают ток сетки и не создают ток коллектора?
6. В чем состоит явление фотоэффекта, и как оно используется в работе для определения потенциала возбуждения?
7. Что создаёт ток коллектора и почему по графику этого тока можно определить величину потенциала возбуждения?
8. Как по графику зависимости тока коллектора найти длину волны излучения светящегося газа?
9. В чем заключается закон Богуславского-Лэнгмюра?
10. По каким причинам ток сетки резко возрастает, когда напряжение между сеткой и катодом достигает величины потенциала ионизации?
11. Каким образом в работе определяется вид газа, заполняющего тиратрон?

Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - : Т. 3: §§21-22.

Работа №54. Изучение спектра атома водорода

Цель работы: ознакомиться с работой монохроматора, определить положение спектральных линий излучения неона, исследовать спектр излучения водорода и определить постоянные Ридберга и Планка.

Теоретическое описание

Электрон в атоме водорода может иметь только отдельные разрешенные значения энергии, которые можно найти, решая квантовомеханическое уравнение Шредингера. Однако правильные значения этих энергий, как оказалось, можно получить в полуклассической теории, считая, что электрон в одно-электронном атоме находится в стационарном состоянии на одной из дискретных боровских орбит с радиусами r_n , $n = 1, 2, 3, \dots$ (рис.230), для которых выполняется квантовый постулат Бора $m_e v_n r_n = n\hbar$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, v_n – скорость электрона.

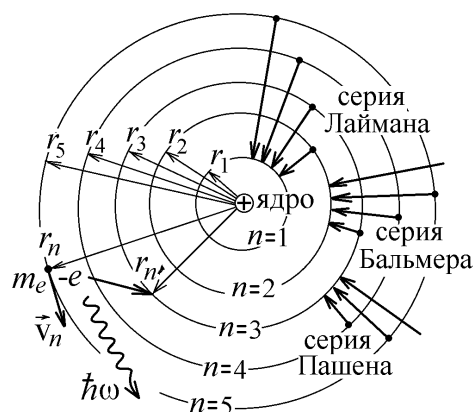


Рис.230

Используя его вместе с классическим уравнением движения электрона по круговой орбите под действием силы Кулона, $F_{\text{кул}} = \frac{ke^2}{r_n^2} = m_e \frac{v_n^2}{r_n}$ получаем величину энергии электрона

$E_n = \frac{m_e v_n^2}{2} - \frac{ke^2}{r_n}$, находящегося на n -й боровской орбите атома водорода:

$$E_n = -\frac{k^2 e^4 m_e}{2\hbar^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (230)$$

где m_e, e – масса и заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, $k = 1/4\pi\epsilon_0$. Чем больше радиус орбиты электрона, тем больше его энергия.

Перейти из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией $E_{n'}$, электрон может только испустив или поглотив фотон с энергией $\hbar\omega_{n \rightarrow n'} = |E_{n'} - E_n|$ (рис.230).

В возбужденных состояниях с энергиями E_n , $n \geq 2$, т.е. на удалённых боровских орбитах, электрон находится в течение малого времени $\Delta t \sim 10^{-8}$ с, после чего самопроизвольно переходит на менее удаленные от ядра орбиты с меньшим значением энергии, испуская фотон, и в конце концов оказывается в основном состоянии ($n = 1$) с минимальной возможной энергией $E_1 = -13,6$ эВ.

Частоты и длины волн излучения водорода записывают в виде

$$\omega_{n \rightarrow n'} = \frac{E_{n'} - E_n}{\hbar} = 2\pi c R \cdot \left| \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right|, \quad \lambda_{n \rightarrow n'} = \frac{2\pi c}{\omega_{n \rightarrow n'}} = \frac{1}{R} \cdot \left| \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right|^{-1}, \quad (231)$$

где
$$R = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c \hbar^3} - \text{постоянная Ридберга.} \quad (232)$$

Спектр атома водорода может быть разделен на спектральные серии, соответствующие переходам электрона на определенный уровень энергии со всех лежащих выше возбужденных энергетических уровней (рис.231). Соответствующие переходы между боровскими орбитами показаны на рис.230:

серия Лаймана – переходы на основной уровень энергии $n \rightarrow n' = 1$;

серия Бальмера – переходы в 1-е возбужденное состояние $n \rightarrow n' = 2$;

серия Пашена – переходы $n \rightarrow n' = 3$;

серия Брэкета – переходы $n \rightarrow n' = 4$; и т.п.

Линии спектральных серий с уменьшением длины волны и с ростом главного квантового числа n располагаются все более плотно и оканчиваются областью сплошного спектра тормозного излучения (заштрихованные участки на рис.232).

Как видно из этого рисунка, из-за большого промежутка между уровнями E_1 и E_2 серия Лаймана попадает в ультрафиолетовую область. Серия Пашена и перекрывающаяся с ней серия Брэкета оказывается в инфракрасной области. Глаз может видеть только три первые линии серии Бальмера:

$\lambda_{3 \rightarrow 2} = 656 \text{ нм}$ (линия H_α красного цвета),

$\lambda_{4 \rightarrow 2} = 486 \text{ нм}$ (линия H_β бирюзового цвета)

$\lambda_{5 \rightarrow 2} = 434 \text{ нм}$ (линия H_γ темно-фиолетового цвета).

Поэтому свечение возбужденного водорода имеет розоватую окраску (смесь указанных цветов).

Измерение данных спектральных линий производится с помощью монохроматора, действие которого основано на явлении дисперсии света: величина n показателя преломления среды уменьшается с ростом длины волны λ (рис.233).

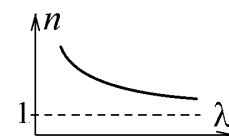


Рис.233

Проходя через призму с показателем преломления n (рис.234), световой луч отклоняется со-

гласно закону преломления $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n(\lambda)}{n_{\text{воздуха}}}$. Для луча фиолетового

света величина n больше, чем для красного и он преломится на меньший угол β . Призма разлагает проходящий через неё луч белого света со всеми длинами волн в спектр, как показано на рис.234.

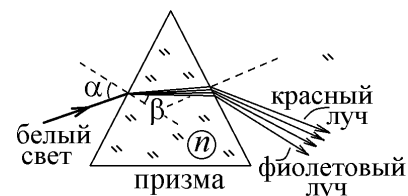


Рис.234

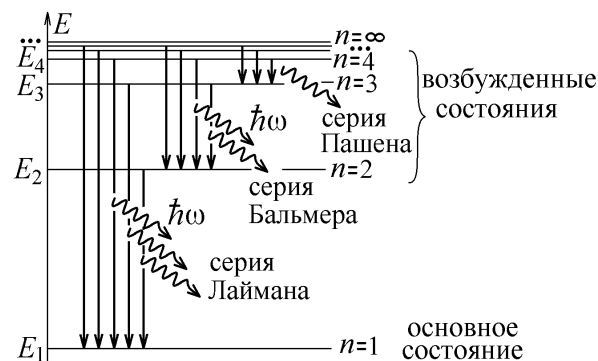


Рис.231

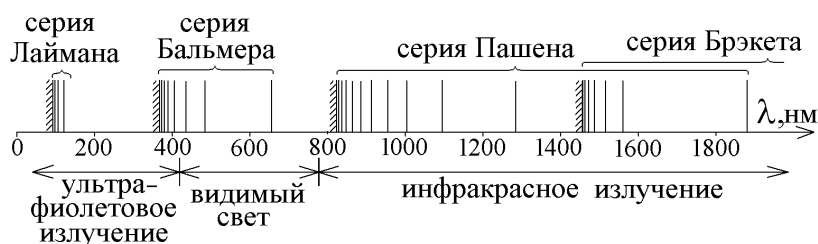


Рис.232

Схема монохроматора показана на рис.235. Источником света служит газ, атомы которого возбуждаются электрическим разрядом и испускают свет, из которого линзы коллиматора формируют узкий луч. Этот луч падает на систему из трёх призм, закреплённых на поворотном столике. Их задача – разделить падающий луч в расходящийся пучок света с разными длинами волн и повернуть этот пучок практически на 90° .

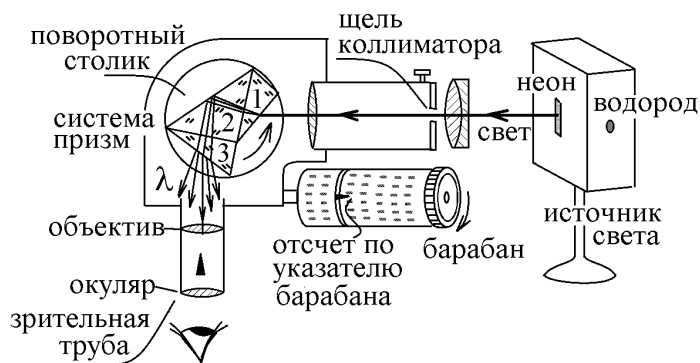


Рис.235

Призмы 1 и 3 сделаны из тяжёлого стекла (флинт), призма 2 – из лёгкого стекла (крон). Дисперсии призм складываются, и лучи с разными λ , наблюдаемые в зрительную трубу, разделяются на достаточно большой угол. Если направить в щель коллиматора свет от лампы накаливания, то в зрительную трубу виден сплошной спектр, в котором цвета непрерывно меняются от тёмно-красного до тёмно-фиолетового.

В излучении водорода будут наблюдаться только три спектральные линии H_α , H_β и H_γ (233). Вращая барабан за рифленое кольцо, поворачиваем столик с призмами, т.е. поворачиваем выходящий из призм пучок света, и совмещаем указатель, видимый в поле зрения трубы, с измеряемой линией спектра. При этом указатель на барабане, движущийся при вращении барабана по винтовой линии, покажет отсчет-цифру, нанесенную на барабан.

Чтобы понять, какой длине волны соответствует эта цифра, необходимо построить градуировочный график. Для этого надо направить в щель коллиматора свет от неоновой лампы. В зрительную трубу будут видны многочисленные линии спектра возбужденного неона, длины волн которых, цвет и яркость приведены в таблице 1:

Таблица 1.

цвет линии	относит яркость	λ , нм	цвет линии	относит яркость	λ , нм	цвет линии	относит яркость	λ , нм
красная	1	703	ярко- красная	2	630	оранж	4	588
	1	693		8	627	желтая	10	585
	2	672		3	622		3	576
	3	668		5	616	зеленая	10	540
	5	660	красно- оранж	5	614		5	534
	5	653		3	610		3	533
	6	651		4	607		2	514
ярко- красная	10	640	оранж	2	603		1	508
	10	638		2	598		2	503
	5	633		3	594	голубая	5	483

Вращая барабан и совмещая указатель в поле зрения трубы с линиями спектра неона из этой таблицы (достаточно взять самые яркие линии из разных областей λ), находим соответствие отсчета по барабану и длины волны света из таблицы. По полученным данным надо построить градуировочный график (рис.236).

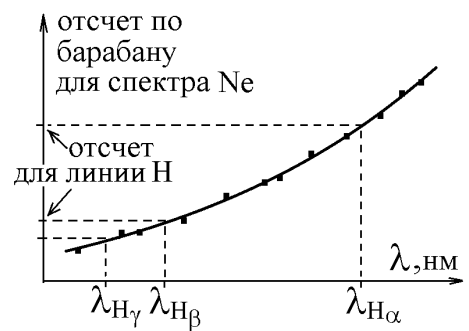
Направив затем в коллиматор свет от возбужденного водорода, и совмещая указатель с тремя линиями его спектра в серии Бальмера, отмечаем отсчеты для линий Н на градуировочном графике и определяем их длины волн (рис.236).

Для каждой из линий, согласно (231), можно найти величину постоянной Ридберга

$$R = \frac{1}{\lambda_{n \rightarrow 2}} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)^{-1}, \text{ где } n=3,4,5. \quad (234)$$

Вычисляя среднее значение $\langle R \rangle$, находим согласно формуле

$$(232) \text{ величину постоянной Планка: } \hbar = \frac{e}{4\pi} \sqrt[3]{\frac{m_e e}{c \epsilon_0^2 \langle R \rangle}}, \quad (235)$$



Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с описанием установки и принципом работы монохроматора УМ-2 (рис.235). Перед включением в сеть проверить положение переключателей на блоке питания. Переключатель «СЕТЬ» должен быть в положении «ВЫКЛ».

2. Поместить перед входной щелью монохроматора лампу накаливания, повернув её так, чтобы свет попадал в окошко монохроматора. Перевести переключатель «ЛАМПЫ» в положение «ЛАМПА НАКАЛИВАНИЯ». Включить установку в сеть ~220 В, переводя переключатель «СЕТЬ» в положение «ВКЛ». При этом должна загореться сигнальная лампы «СЕТЬ» и зажечься лампа накаливания.

3. Убедиться, что в окуляр монохроматора виден сплошной радужный спектр, создаваемый этой лампой. Найти в поле зрения окуляра риску его указателя и убедиться, что при вращении барабана длин волн (см.рис.235) эта риска смещается вдоль спектра.

4. Перевести переключатель «ЛАМПЫ» в положение «НЕОН». При этом должна зажечься лампа, заполненная неоном.

5. Направляя свет от этой лампы в окошко монохроматора и медленно поворачивая осветитель, добиться наиболее яркого изображения спектральных линий неона в окуляре монохроматора.

6. Произвести градуировку монохроматора УМ-2. Градуировку начать с фиолетовой области спектра неона. Для этого вращая измерительный барабан длин волн (см.рис.235), совместить с указателем окуляра первую фиолетовую линию спектра неона и записать в таблицу 2 значение угла поворота на измерительном барабане, находящееся против риски указателя. Данные первых трёх колонок этой таблицы взять из приведенной выше таблицы 1. Величина относительной яркости поможет найти соответствие линий из таблицы 1 и линий спектра неона, видимых в окуляр.

7. Провести аналогичные измерения для остальных, хорошо видимых в окуляре монохроматора линий спектра неона, записывая измеренные значения угла поворота барабана в таблицу 2 и, в соответствии с таблицей 1, заполняя её первые три колонки.

8. Построить градуировочный график монохроматора (рис.236), т. е. зависимость отсчёта на барабане от длины волны излучения неона.

9. Установить перед входной щелью монохроматора водородную лампу, повернув её так, чтобы свет попадал в окошко монохроматора.

Таблица 2 (длины волн линий в спектре неона)

Цвет линии	Относительная яркость	Длина волны, нм	Угол поворота барабана

10. В спектре водородной лампы наряду с линиями атомарного водорода наблюдаются полосы эмиссионного спектра молекулярного водорода. Поэтому поиск линий нужно начинать с наиболее интенсивной красной линии H_{α} . Она будет первой линией, видимой практически на самой границе красного спектра. Вращая барабан, совместить эту линию с указателем окуляра и измерить в делениях барабана её длину волны. Результаты измерения занести в таблицу 3.

Таблица 3

Переход серии Бальмера	Обозначение линии	Угол поворота измерительного барабана	Длина волны, нм	Постоянная Ридберга $R, \text{м}^{-1}$
$n = 3 \rightarrow n' = 2$	H_{α}			
$n = 4 \rightarrow n' = 2$	H_{β}			
$n = 5 \rightarrow n' = 2$	H_{γ}			
$\langle R \rangle = \dots \text{м}^{-1}; \quad \hbar = \dots \text{Дж}\cdot\text{с}$				

11. Вторая линия H_{β} - зелено-голубая (в промежутке между H_{α} и H_{γ} располагается множество красно-желтых и зеленых сравнительно слабых и размытых молекулярных полос). Совместить эту линию с указателем окуляра и занести показания измерительного барабана в делениях в таблицу 3.

12. Третья линия H_{γ} - видна как тёмно-фиолетовая. Перед этой линией располагаются две слабые размытые молекулярные полосы фиолетово-синего цвета. Измерить по барабану положение этой линии и занести в таблицу 3.

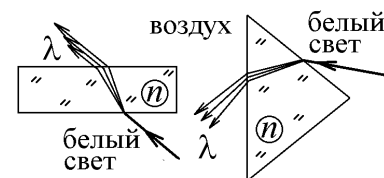
13. По построенному в пункте 8 градуировочному графику перевести показания измерительного барабана для каждой из трех линий серии Бальмера в длину волны λ в нм, как это показано на рис.236. Записать их в таблицу 3.

14. С помощью формул (233) и (234) вычислить для каждой линии постоянную Ридберга R . Не забудьте все вычисления производить в СИ. Вычислить и записать среднее значение $\langle R \rangle$.

15. С помощью формулы (235) вычислить постоянную Планка \hbar . При вычислении принять $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Контрольные вопросы к лабораторной работе № 54

1. Сформулируйте квантовый постулат Бора и сделайте с его помощью вывод формулы (230) для энергии электрона в атоме водорода.
2. Что называется основным и возбужденным стационарным состоянием электрона? Сколько возбужденных состояний может быть у электрона в атоме водорода?
3. В каком случае атом водорода поглощает, а в каком случае испускает фотон электромагнитного излучения?
4. Сделайте вывод формул (231) для частот и длин волн излучения водорода.
5. Что называется постоянной Ридберга?
6. Что называется спектральными сериями Лаймана, Бальмера, Пашена, Брэкета? Какие серии видны, а какие нет, и почему?
7. В чем заключается явление дисперсии света?
8. Луч белого света падает из воздуха на плоскопараллельную пластинку и на призму, изготовленные из прозрачного материала с большой дисперсией. В каком порядке следуют цвета спектра для лучей, прошедших через эти тела (см. рисунок)?
9. Объясните назначение приведенных на рис.235 элементов монохроматора, и принцип его действия.
10. Почему луч розоватого излучения от водородной лампы виден в зрительной трубе как линейчатый спектр, аналогичный тому, что показан на рис.232?
11. Как построить градуировочный график монохроматора и для чего он нужен в данной работе?
12. По формуле (231) вычислите теоретические значения трёх видимых линий в серии Бальмера спектра водорода и сравните их с теми, которые были получены в работе. Чем может объясняться их различие?
13. Сделайте вывод формулы (235), по которой вычисляется постоянная Планка.



Теоретические сведения к данной работе можно найти в учебных пособиях:

1. Савельев И.В. Курс общей физики в 3-х тт. – СПб., М., Краснодар: Лань, 2008. - : Т. 3: §§21-22, 29.
2. Колмаков Ю.Н., Пекар Ю.А., Лежнева Л.С., Семин В.А. Основы квантовой теории и атомной физики, - изд. ТулГУ. 2010, гл.3 §§2,4.