Документ подписан простой электронной подписью
Информация о владельце:
ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна
Должность: проректор по учебной работе
Дата подписания: 08.09.2026 07:46:05
Уникальный программный ключ:
0b817ca911e6668abb13a5d426d39e5f1c11eabbf73e943df4a4851fda56d089

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Юго-Западный государственный университет»
(ЮЗГУ)

Кафедра нанотехнологий, микроэлектроники,
общей и прикладной физики

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по учебной работе
_____ О.Г. Локтионова
«___» _____ 2021г.

ФИЗИКА (СПЕЦГЛАВЫ)
ОПТИКА. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА.
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.

Методические указания к выполнению
лабораторных работ по физике
для студентов всех технических специальностей
и направлений подготовки

Курск 2021

УДК 535

Составители: Л.П. Петрова, Н.М. Игнатенко, П.А. Красных, Л.И. Рослякова

Рецензент
Кандидат физико-математических наук А.Е. Кузько

Физика (Спецглавы). Оптика. Квантовая механика. Атомная и ядерная физика: методические указания к выполнению лабораторных работ по физике для студентов всех технических специальностей и направлений подготовки / Юго-зап. гос. ун-т; сост.: Петрова Л.П., Игнатенко Н.М., Красных П.А., Рослякова Л.И.- Курск, 2021.- 92 с.: ил.35, табл. 15, Библиогр.: с.91

Содержит методические рекомендации по выполнению лабораторных работ.

Методические указания соответствуют требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования (ФГОС), учебным планам и рабочим программам дисциплины «Физика» для всех технических специальностей и направлений подготовки.

Предназначены для студентов всех технических специальностей и направлений подготовки с трехсеместровым курсом физики для дневной формы обучения.

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 15.01.21 Формат 60 x 84 1/16.
Усл. печ. л. 0,7. Уч.- изд. л. 0,63 . Тираж 50 экз. Заказ 308
Бесплатно.
Юго-Западный государственный университет.
305040, Курск, ул. 50 лет Октября, 94

СОДЕРЖАНИЕ.

1. Лабораторная работа №61……..……...4
2. Лабораторная работа №62……..…8
3. Лабораторная работа №63……..……..…...…10
4. Лабораторная работа №64 …….....12
5. Лабораторная работа № 67…….…..22
6. Лабораторная работа №68……...……....27
7. Лабораторная работа №69 …….…..34
8. Лабораторная работа №74 ……...40
9. Лабораторная работа №76……....44
10. Лабораторная работа №77……....49
11. Лабораторная работа №78……...….54
12. Лабораторная работа №84……....63
13. Лабораторная работа № 86 ……..…69
14. Лабораторная работа № 94 ……..…76
15. Список рекомендуемой литературы……....81

Лабораторная работа №61
Изучение сферической аберрации линз

Цель работы: изучение сферической аберрации собирающей линзы.

Принадлежности: оптическая скамья, осветитель, экран исследуемый набор линз, диафрагмы.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

В геометрической оптике используется простой приближенный метод построения изображений в оптических системах. При таком построении изображений исходят из следующих предположений:

1. Свет в однородной среде распространяется прямолинейно (т.е. явлением дифракции пренебрегают).
2. Отдельные лучи не пересекаются друг с другом и распространяются независимо друг от друга (т.е. интерференцией пренебрегают).
3. При переходе из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 на границе раздела выполняется соотношение между углом падения i и углом преломления r:
$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}.$$
4. Для простоты рассматриваются лучи, падающие и отражающиеся под такими малыми углами, что для них можно использовать приближенные соотношения $\sin\alpha = tg\alpha = \alpha$.

Кроме того, при построении изображений в линзах пренебрегают их недостатками (сферической и хроматической аберрациями, астигматизмом, комой, дисторсией и т.д.).

Поэтому методы геометрической оптики могут лишь дать приближенную ориентировку лучей, и главной их задачей является качественный анализ явлений, происходящий в оптических системах, и формулировка основных понятий для них: фокус, оптическая сила, увеличение, аберрация, качество поверхности линз и т.д.

В данной лабораторной работе изучается один из важнейших недостатков линз – *сферическая аберрация*. Из-за этой, да и других погрешностей изображения в оптических системах получаются расплывчатыми, поскольку, как будет видно ниже, изображение точки получается “размазанным” в пространстве.

Если предположить, что линза ограничена идеальными сферическими поверхностями, то сферическая аберрация возникает вследствие того, что в собирающей линзе лучи, параллельные главной оптической оси не пересекаются на ней о одной точке, называемой фокусом линзы. При этом, чем дальше луч отстоит от оптической оси тем он сильнее преломляется, т.е. имеет фокус ближе расположенный к линзе. Это следует из того, что собирающую линзу можно представить состоящей из совокупности призм.

При этом призмы с большими преломляющими углами отстроят дальше от центра линзы. То же самое получается, если построить изображение точки, находящейся на главной оптической оси линзы. Мерой продольной аберрации является разница $\Delta F(d)$ фокусных расстояний, соответствующих различным значениям диаметров пучков d, при этом $\Delta F(d) = F(d_0) - F(d)$, где d_0 – диаметр линзы.

Таким образом, собирающие линзы имеют отрицательную сферическую аберрацию, а рассеивающие – положительную. Для устранения этой погрешности линз применяет метод их комбинирования (составные объективы, где предъявляются очень жесткие требования к качеству линз).

Хроматическая аберрация связана с тем, что оптическая сила линзы $D = 1/F = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2)$, где R_1 и R_2 – радиусы кривизны двояковыпуклой линзы, а показатель преломления n линзы из-за дисперсии зависит от длины волны света λ. Таким образом $F = F(\lambda)$. Но поскольку белый свет состоит из всех цветов радуги (от фиолетового до красного), то это также приводит к размытию изображения в линзе.

Наиболее простым способом устранения этого недостатка линзы является монохроматизация светового пучка с помощью светофильтров, либо путем подбора соответствующих сортов стекла. Мера хроматической аберрации определяется аналогично сферической.

Если достаточно тонкий (элементарный) пучок лучей, выходящих из одной точки, падает на линзу под значительным углом к главной оптической оси линзы, то он в результате прохождения линзы перестает быть гомоцентрическим. Это значит, что изображение светящейся точки уже не будет точечным.

Эта потеря гомоцентричности называется *астигматизмом*, а изображение точки получается в виде двух взаимно перпендикулярных пространственно распределенных прямолинейных

отрезков. Этот недостаток линз астигматизм устраняется подбором радиусов кривизны и оптических сил линз, входящих в оптическую систему.

Дисторсией называют искажение изображения, обусловленное неодинаковостью поперечного увеличения линзы в пределах поля зрения. Если линейное увеличение растет при удалении от главной оптической оси линзы, то получается подушкообразная дисторсия.

Если при приближении к главной оптической оси линейное увеличение растет, то имеет место бочкообразная дисторсия. Если линзу исправить на сферическую аберрацию для широких пучков, исходящих от точечного объекта, лежащего на оптической оси системы, то для косых лучей, исходящих от объекта, лежащего в стороне от оси системы, сохраняется сферическая аберрация. Тогда изображение точки на экране получается в виде несимметричного пятна. Такой недостаток линз называют комой.

Кроме того можно указать еще целый ряд погрешностей линз. Все недостатки устранить практически не удается, поэтому стремятся избиваться от тех из них, которые особенно ощутимы для той или иной конкретной цели, для которой создается конкретная оптическая система.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Закрепляя на линзе диафрагму с центральным отверстием, находят расстояние F_0 от диафрагмы до экрана с четким изображением спирали лампы. Из трех опытов определяют среднее арифметическое значение F_0.

2. Таким же образом определяются фокусные расстояния F_i с различными диаметрами d_i диафрагм и находятся средние значения F_i.

3. Вычисляется мера сферической аберации

$$\Delta F_{i\,средн}\left(d_{i\,средн}\right) = F_{i\,средн} - F_{0\,средн},$$

где d_1 – усредненное значение диаметра, определяемое как $\left(d_i' + d_i''\right)/2$, где d' и d'' – большой и малый диаметры кольцевого отверстия диафрагмы.

Результаты измерений и расчётов заносятся в таблицу.

4. По результатам измерений строится на миллиметровой бумаге график зависимости $\Delta F_i\left(d_i\right)$.

Таблица № 1

Номер диафрагмы	$\langle d_i \rangle$,мм	$\langle F_i \rangle$, мм	$\langle \Delta F_i \rangle$, мм
1			
2			
3			
4			
5			

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Основные законы рефракции (преломления).
2. Абсолютный и относительный показатели преломления, их связь со скоростями и длинами волн света.
3. Построение изображений в линзах (собирающих, рассеивающих).
4. Построение изображений в зеркалах (плоском, сферическом выпуклом и вогнутом).
5. Вывод формулы тонкой линзы, ее увеличение.
6. Оптическая сила линзы, формула ее расчета.
7. Недостатки оптических систем и способы их устранения.

Лабораторная работа № 62
Определение увеличения объектива микроскопа и измерение размеров объектов с помощью микроскопа

Цель работы: ознакомиться с работой микроскопа и определить его основные характеристики.

Принадлежности: микроскоп, объект-микрометр, стеклянная пластинка с волосом.

Теоретическое введение

Увеличение оптических приборов - это отношение угловых размеров изображения и предмета. Оно эквивалентно линейному увеличению для простой линзы $К_л = f/d$, где f = 25 см - расстояние наилучшего зрения, d - расстояние от предмета до линзы. Из формулы линзы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}$$

где F - фокусное расстояние, следует, что увеличение окуляра и объектива

$$К_{ок} = \frac{25}{F}, \; К_{об} = \Delta / F_{об}$$

где $К_{об}$ - увеличение объектива, Δ - длина тубуса микроскопа, $F_{об}$ - фокусное расстояние объектива. Увеличение микроскопа:

$$К = \frac{y_2}{y} = К_{об} \cdot К_{ок} = \frac{\Delta \cdot f}{F_{об} \cdot F_{ок}}$$

где y, y_1, y_2 размеры соответственно предмета и его изображения в объективе и окуляре. Из последнего выражения и из формулы линзы следует выражение для К. Для определения $К_{об}$ используем объект-микрометр (участок пластинки длиной 1 мм, разделённый на 100 отрезков, с ценой деления a = 0,01 мм).

Порядок выполнения работы

1. Поместив объект-микрометр на центр предметного столика микроскопа и вращая ручки грубой и тонкой фокусировки, добиться чёткого изображения штрихов шкалы объект-микрометра.

2. Совместив полученное изображение со шкалой окуляра с перекрестьем, который перемещается вращением барабана с накаткой, выбрать на шкале объект-микрометра z делений, то есть отрезок длиной z·a. Измерить его в делениях окулярной шкалы N_2-N_1, где N_1 и N_2 - отсчёты начала и конца отрезка y = z·a в целых делениях (по этой шкале) и десятых и сотых долях, отсчитываемых по барабану.

3. Рассчитать увеличение объектива микроскопа по формуле

$$K = (N_2 - N_1) / z \cdot a$$

Для трёх опытов, вычислить относительную погрешность $\Delta K / K_{об}$.

4. Убрав объект-микрометр и поместив стекло с волосом на предметный столик микроскопа, измерить толщину волоса в делениях окулярной шкалы $\Delta N = N_2 - N_1$ повторить опыт три раза, а затем найти толщину волоса по формуле

$$Y = \frac{\Delta N}{K_{об}},$$

где $K_{об}$ - уже известная величина. Рассчитать погрешность.

Примечание. Цена деления окулярной шкалы равна 0,01 мм.

Таблица №1

№ опыта	Z_i	N_1,	N_2,	K_i	$\langle K \rangle$
1					
2					
3					

Контрольные вопросы

1. Ход лучей в микроскопе. Вывод формулы увеличения микроскопа.
2. Построение изображения в линзах.
3. Построение изображений в зеркалах.
4. Увеличение линзы. Оптическая сила линзы, её зависимость от среды, окружающей линзу.
5. Ход лучей через призму. Преломляющий угол призмы.

Лабораторная работа № 63
Определение показателя преломления стекол

Цель работы: ознакомиться с методом нахождения показателя преломления стекол с помощью микроскопа.

Принадлежности: микроскоп, набор стеклянных пластинок, микрометр.

Теоретическое введение

Микроскоп состоит из объектива, вблизи фокуса которого располагается объект (предмет) и окуляра, закреплённых на тубусе. Последний при настройке на резкость изображения предмета перемещают относительно предметного столика винтом грубой и плавной подачи. Одному обороту винта плавной подачи со шкалой, разбитой на 50 делений, отвечает смещение тубуса микроскопа на 0,099мм. Для измерения показателя преломления прозрачной плоскопараллельной пластинки на её верхней и нижней поверхности наносят взаимно перпендикулярные штрихи.

Порядок выполнения работы

1. Поместив пластинку на предметный столик микроскопа, настроить его на верхнюю поверхность (штрих) пластинки, которой соответствует отсчёт $\mathbf{N_1}$ по барабану (взятый с точностью до 0,02 оборота).

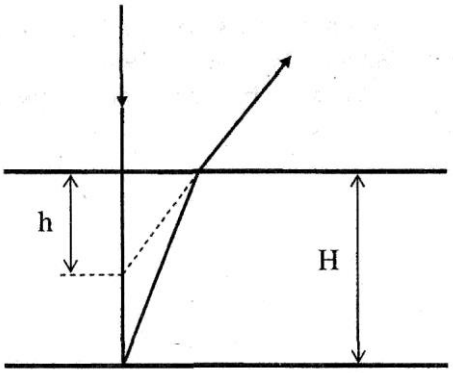


Рис.1

2. Вращая этот барабан так, чтобы тубус микроскопа опускался вниз до тех пор, пока не появится чёткое изображение нижнего штриха, записать $\mathbf{N_2}$. Найти $\mathbf{N_2 - N_1}$ - число целых оборотов с точностью до сотых долей, требуемых для перевода изображения с верхней на нижнюю грань.
3. Найдя величину $\mathbf{N_2 - N_1}$ определяем кажущуюся толщину пластинки $\mathbf{h = 0{,}099*(N_2 - N_1)}$ в мм. Опыт повторить 3 раза.

4. Определив микрометром толщину пластинки H как среднее из 3-х измерений, найти показатель преломления по формуле **n = <H>/<h>** (её нетрудно получить из рис.1, используя закон преломления при углах падения, близких к нулю).

Контрольные вопросы

1. Основные законы рефракции.
2. Показатель преломления и его физический смысл (абсолютный и относительный).
3. Построение изображений в собирающих и рассеивающих линзах. Формула линзы, её увеличение.
4. Ход лучей в микроскопе. Увеличение микроскопа.
5. Построение изображений в зеркалах.

Лабораторная работа № 64
Определение показателя преломления, концентрации и дисперсии растворов сахара с помощью рефрактометра Аббе

***Цель работы*:** изучение зависимости показателя преломления и дисперсии растворов сахара от концентрации.

***Оборудование*:** рефрактометр, дистиллированная вода, набор растворов сахара (глюкозы), пипетки, х/б салфетка.

Теоретическое введение

Явление зависимости показателя преломления вещества от длины волны называют *дисперсией света* $n = f(\lambda_0)$, где λ_0 – длина волны в вакууме.

Дисперсией вещества называют производную n по λ_0 $\left(\frac{dn}{d\lambda_0}\right)$.

Для всех прозрачных сред в области видимого света с увеличением длины волны λ_0 показатель преломления n уменьшается: $\frac{dn}{d\lambda_0} < 0$ $\left(\frac{dn}{d\omega} > 0\right)$. Такой характер зависимости $n(\lambda_0)$ носит название *нормальной дисперсии.*

Если вещество поглощает часть спектра, то в области поглощения и вблизи нее ход дисперсии обнаруживает аномалию: на некотором участке более короткие волны преломляются меньше чем длинные, т.е. $\frac{dn}{d\lambda_0}$>0. Такой ход зависимости n от λ_0 называется *аномальной дисперсией*. Среды, в которых скорость световой волны зависит от λ_0, называются *диспергирующими.*

Элементарная теория дисперсии

Показателем преломления среды называется отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости света в данной среде $n = c/\upsilon$. Из

макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ Для большинства прозрачных сред μ = 1, поэтому $n = \sqrt{\varepsilon}$. Отсюда выявляются некоторые противоречия: величина *n*, являясь переменной, остается в то же время равной определенной постоянной. Кроме того, значения *n*, получаемые из этого выражения, не согласуются с опытом. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном поле волны.

Под действием поля *E* световой волны электронные оболочки атомов деформируются. Они становятся диполями с моментами $p = -ex$, где *e* – заряд электрона, *x* – смещение электрона. Если в единице объема *N* атомов, то дипольный момент: $P = N\,p = -Nex$.

Зная *P*, можно вычислить ε среды:

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \qquad (3)$$

Найдем смещение электрона *x* под действием внешнего поля волны. В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только оптические электроны, наиболее слабо связанные с ядром атома.

Уравнение вынужденных колебаний электрона запишем на основании 2-го закона Ньютона: $\sum \vec{F} = m\vec{a}$. Учтем, что на электрон будут действовать силы:

1. Квазиупругая сила, возвращающая (удерживающая) электрон в состоянии покоя $F = -kx$.
2. Сила трения излучения $F = -rV$
3. Внешняя периодическая сила $F = -eE$, где $E = E_0 \cos(\omega t + \alpha)$, тогда

$$-kx - rV - eE = ma,\ V = \dot{x},\ a = \ddot{x} \quad \text{или}$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = -eE_0 \cos(\omega t + \alpha). \qquad (4)$$

Пренебрежем для простоты расчетов силой трения излучения: $\ddot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0}{m}\cos(\omega t + \alpha)$, где $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – собственная частота колебаний электрона.

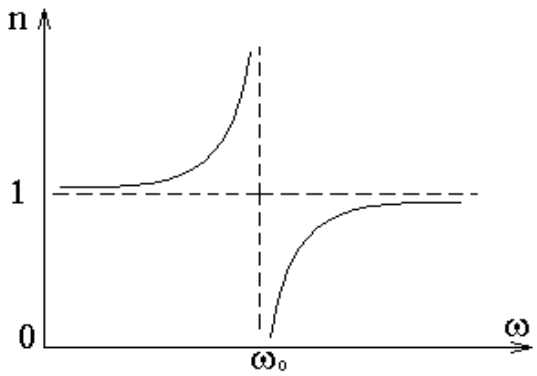
Из механики известно, что решением этого дифференциального уравнения является выражение:

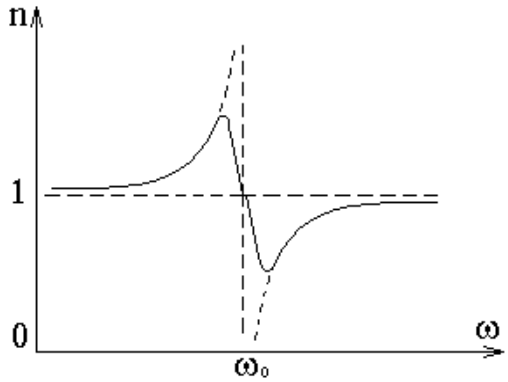
$$x = A\cos\omega t, \tag{5}$$

где $A = \dfrac{-\dfrac{e}{m}E_0}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}$ – амплитуда вынужденных колебаний электрона. Подставляя (5) в (3), окончательно получим:

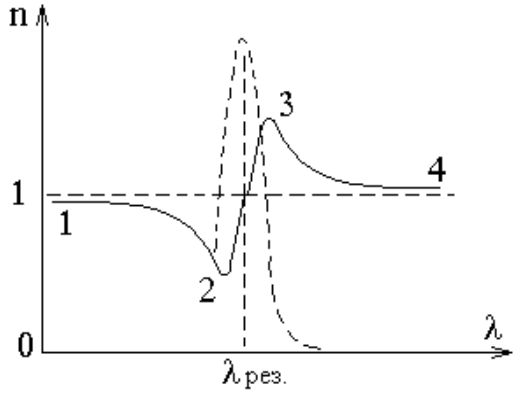
$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m}\frac{1}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}. \tag{6}$$

Из (6) следует, что при приближении частоты электромагнитной волны ω к собственной частоте электронов в молекуле справа и слева показатель преломления стремится к $-\infty$ или $+\infty$, соответственно. Это происходит потому, что мы пренебрегли трением излучения. Учет этой силы несколько меняет характер зависимости.





Таким образом, вблизи собственной частоты функция $n = f(\omega)$ терпит разрыв, в этой области наблюдается сильное поглощение электромагнитных волн.

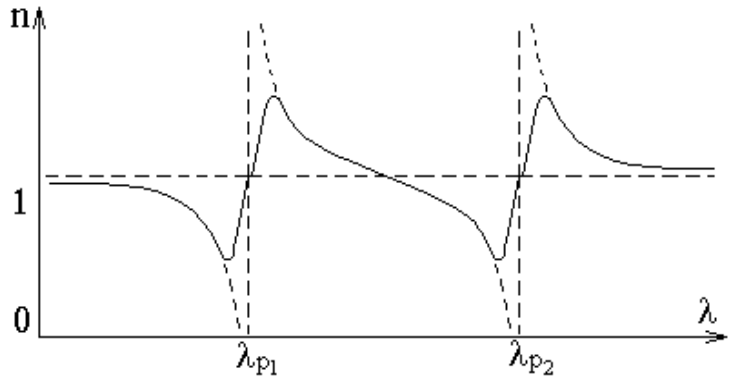


При переходе от $n = f(\omega)$ к $n = f(\lambda)$, получим зависимость несколько иного вида. Пунктирная кривая характеризует поглощение света в области данной длины волны $\lambda_{рез}$. Участки 1-2 и 3-4 – нормальная дисперсия: n убывает с ростом λ и $\dfrac{dn}{d\lambda} < 0$. На участке 2-3 наблюдается аномальная дисперсия $\dfrac{dn}{d\lambda} > 0$ и n растет с ростом λ.

Если учесть все заряды атомов, то из (6) получим:

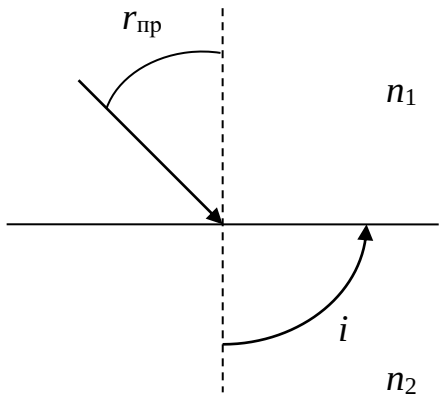
$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2}{m\left(\omega_{0i}^2 - \omega^2\right)}. \qquad (5)$$

Здесь суммирование производится по всем видам зарядов. Таким образом, аномальная дисперсия объясняется резонансным поглощением световой волны.



Из сказанного следует, что показатель преломления вовсе не является константой, как это негласно предполагается в законе преломления. Поэтому измерения показателя преломления следуют проводить для монохроматического излучения. Чаще всего используется длина волны $\lambda_D = 589{,}3 \cdot 10^{-9}$ м. Для приближенных измерений можно применять не монохроматический свет, используя явление *полного внутреннего отражения*, как это делается в рефрактометре Аббе, предназначенном для технических измерений.

Явление полного внутреннего отражения наблюдается на границе раздела двух сред при переходе света из оптически более плотной среды n_1 в оптически менее плотную n_2, например, из стекла в воду. При увеличении угла падения угол преломления тоже будет увеличиваться. Когда угол падения достигнет некоторого предельного значения $r_{пр}$, преломленный луч исчезнет, и свет будет полностью отражаться. Учитывая, что угол преломления при наступлении явления полного внутреннего отражения равен 90^0, из закона преломления следует:



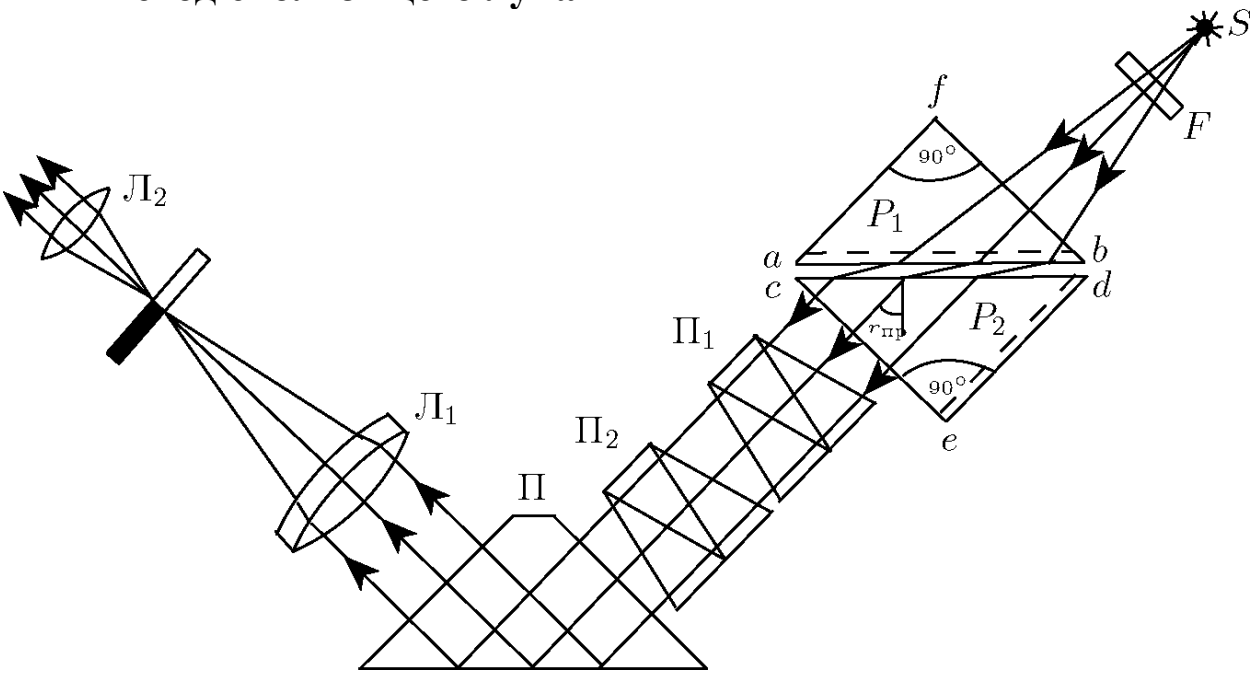
$\sin r_{пр} = n_2/n_1$, если свет выходит в воздух, то $n_2 = 1$ и $n_1 = 1/\sin r_{пр}$.

Таким образом, измерение показателя преломления сводится к измерению предельного угла полного внутреннего отражения, на чем и основана работа рефрактометра Аббе.

Рефрактометр Аббе.

При измерениях показателя преломления с помощью рефрактометра Аббе можно пользоваться как методом полного внутреннего отражения, так и методом скользящего луча.

Метод скользящего луча



Основной частью рефрактометра являются две прямоугольные призмы P_1 и P_2 изготовленные из стекла с большим показателем преломления. В разрезе призмы имеют вид прямоугольных треугольников, обращенных друг к другу гипотенузами; зазор между призмами имеет ширину около 0,1 мм и служит для помещения исследуемой жидкости. Свет проникает в призму P_1 через грань *bf* и попадает в жидкость через матовую грань *ab*. Свет, рассеянный матовой поверхностью, проходит слой жидкости и под всевозможными углами падает на грань *cd* призмы P_2.

Скользящему лучу в жидкости (i = 90°) соответствует предельный угол преломления $r_{пр}$. Преломленные лучи с углами больше $r_{пр}$ не возникают. В связи с этим угол выхода лучей из грани *ce* может изменяться лишь в некотором интервале.

Если свет, выходящий из грани *ce* пропустить через собирающую линзу $Л_1$, то в ее фокальной плоскости наблюдается резкая граница света и темноты. Граница рассматривается с помощью линзы $Л_2$. Линзы $Л_1$ и $Л_2$ образуют зрительную трубу, установленную на бесконечность. В их общей фокальной плоскости находится изображение шкалы величин показателя преломления и указатели: нить и перекрестие. Вращая призму и, следовательно, изменяя наклон предельного пучка лучей относительно оси зрительной трубы, можно добиться, чтобы граница света и тени оказалась в поле зрения окуляра $Л_2$ и совпала с положением указателя. При вращении призмы поворачивается и шкала показателя преломления, установленная на пластине жестко связанной с призмой. Значение показателя преломления жидкости отсчитывается по шкале на уровне резкой границы света и тени.

Если источник света *S* не является монохроматическим, то наблюдаемая в окуляре трубы граница света и темноты часто оказывается размытой и окрашенной из-за дисперсии показателя преломления исследуемого вещества. Для того чтобы получить и в этом случае резкое изображение границы, на пути лучей, выходящих из призмы P_2, помешают компенсатор с переменной дисперсией. Компенсатор содержит две одинаковые дисперсионные призмы Амичи (призмы $П_1$ и $П_2$) каждая из которых состоит из трех склеенных призм, обладающих различными дисперсиями и показателями преломления. Призмы рассчитывают так, чтобы монохроматический луч с λ_D = 589,3 нм (среднее значение длины волны желтого дуплета натрия) не испытывал отклонения. Лучи с другими длинами волн отклоняются. В зависимости от взаимной ориентации призм дисперсия компенсатора изменяется в пределах от нуля до удвоенного значения дисперсии одной призмы.

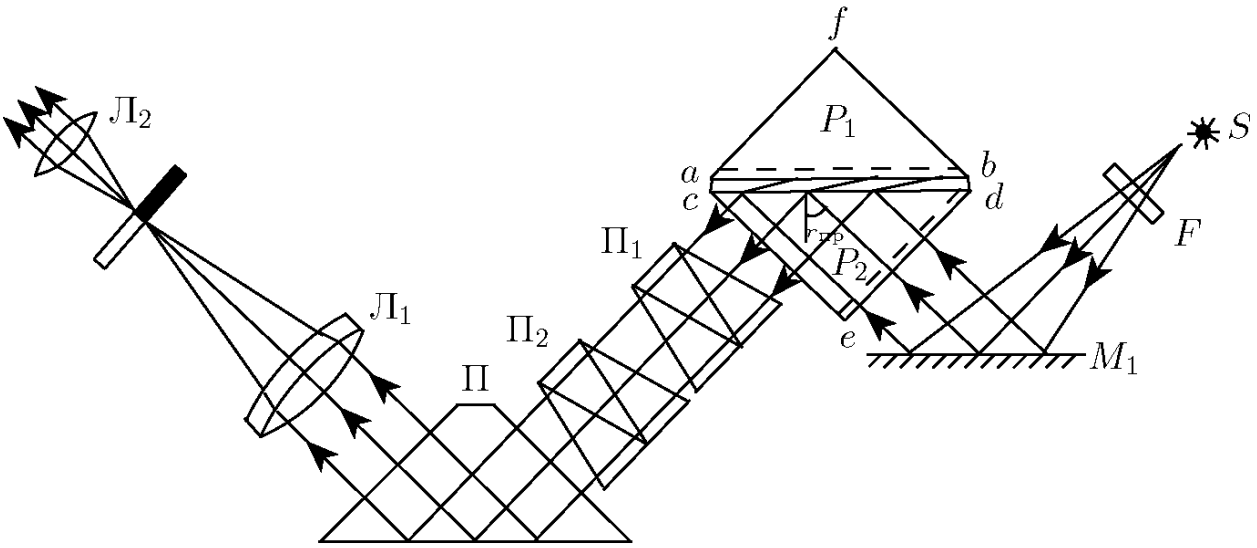
Для поворота призм друг относительно друга служит специальная рукоятка, с помощью которой призмы одновременно поворачиваются в противоположных направлениях. Вращая ручку компенсатора, следует добиваться того, чтобы граница света и тени в поле зрения стала достаточно резкой. Положение границы при этом соответствует длине волны λ_D для которой, обычно и приводятся значения показателя преломления.

В некоторых случаях, когда дисперсия исследуемого вещества особенно велика, диапазона компенсатора оказывается недостаточным и четкой границы получить не удается. В этом случае

рекомендуется устанавливать перед осветителем желтый светофильтр.

Применяемая в рефрактометре Аббе поворотная призма П (призма Дове) позволяет сделать прибор более компактным.

Метод полного внутреннего отражения



В этом случае свет от источника *S* после отражения от зеркала M_1 падает на матовую грань *ed* призмы P_2 (в методе скользящего луча эта поверхность закрывается металлической шторкой). После рассеяния на грани *ed* свет падает на границу раздела стекло-жидкость под всевозможными углами. При $r > r_{пр}$ наступает полное внутреннее отражение, при $r < r_{пр}$ свет отражается частично. В поле зрения трубы наблюдается граница света и полутени.

Так как условия, определяющие величину предельного угла в методе скользящего луча и в методе полного внутреннего отражения, совпадают, положение линии раздела в обоих случаях также оказывается одинаковым.

Заметим, что, в отличие от метода скользящего луча, метод полного внутреннего отражения позволяет измерять показатели преломления непрозрачных веществ.

Рефрактометрия

Показатели преломления жидких и твердых тел могут измеряться с большой точностью. При данной температуре и для данной длины волны они являются важнейшей характеристикой вещества. Измерения показателей преломления может быть использовано для исследования веществ. Соответствующий раздел науки носит название рефрактометрии. Обычно эти измерения проводятся для *D* – линии натрия. Однако, нередко преломляющее вещество характеризуют величиной относительной дисперсии, под которой понимают отношение:

$$n_F - n_C / n_D - 1, \qquad (7)$$

где n_F – показатель преломления синей линии водорода для λ_F = 486,1 нм; n_C – показатель преломления красной линии водорода для λ = 656,4 нм.

В каталогах же обычно фигурирует величина, обратная относительной дисперсии – число Аббе:

$$\nu = n_D - 1 / n_F - n_C. \qquad (8)$$

Это важная характеристика стекла, так как она свидетельствует о наличии хроматических аберраций, вызывающих, например, снижение остроты зрения у людей, носящих очки. Как правило, чем больше показатель преломления, тем меньше число Аббе и сильнее выражена хроматическая дисперсия. Число Аббе для очковых линз варьируется от 30 до 58. С увеличением числа Аббе повышается «комфортность» линзы.

Обычно, но не всегда, дисперсия растет вместе со средним значением показателя преломления. С помощью рефрактометра по формуле (8) можно определить число Аббе. Для этого вращая головку с накаткой необходимо устранить окрашенность границы раздела света и тени. Затем по шкале головки определить число *Z* и по нему из таблицы 1 выписать σ. Далее, используя внутреннюю шкалу прибора, находят n_D и *C* (концентрацию раствора в процентах), а зная n_D по таблице 2 определяют значения *A* и *B*. Обе таблицы находятся у лаборанта. Поскольку

$$A + B\,\sigma = n_F - n_C \qquad (9)$$

по формуле (8) можно рассчитать число Аббе.

Пример: Вода при 20°С. Показатель преломления, определенный по прибору из 5 измерений n_D =1,3330. Отсчет по шкале 2 компенсатора окраски *Z* = 41,9; 41,8; 41,9; 41,8; 41,9. Тогда средняя величина *B* = 0,03220; σ = −0,584; A = 0,02471;

B·σ = 0,03220·(−0,584)= −0,01880

$A+B\cdot\sigma = 0{,}00591 = n_F - n_C$;
$\nu = n_D - 1 / n_F - n_C = 0{,}3330/0{,}00591 = 56{,}3$

Порядок работы на приборе:

1. Для определения показателя преломления n_D и концентрации сахарного раствора в процентах поднимают прикрывающую призму, наносят на горизонтальную поверхность измерительной призмы несколько капель раствора и осторожно опускают призму.
2. Направив источник света на призму, добиваются максимальной освещенности в поле зрения с перекрестием.
3. Зеркало необходимо отвести от корпуса, обеспечив достаточную освещенность шкалы отсчета в нижней части поля зрения (метод полного внутреннего отражения).
4. Вращая за накатку окуляр, получить резкое изображение перекрестия нитей.
5. Далее необходимо устранить окраску и подвести границу раздела света и тени к перекрестию нитей.
6. По верхней шкале снять отсчет n_D до тысячных долей, десятитысячную оценить на глаз. Концентрацию *C* в процентах с точностью до десятых долей определить по нижней шкале.

Порядок выполнения работы:

1. Пользуясь указаниями по работе с прибором определить три раза n_D, *Z* и *C* для каждого из растворов и для дистиллированной воды, начиная измерения с параметров воды. Результаты измерений занести в таблицу.
2. По средним значениям n_D найти σ, *A* и *B*. Вычислить число Аббе ν для каждого раствора и дистиллированной воды.

	n_D	*Z*	*C* %	<*A*>	<*B*>	<σ>	<ν>
Дистиллированная вода	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.				
	$< n_D >$	$< Z >$	$< C >$				

1 раствор	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.				
	< n_D >	< *Z* >	< *C* >				
2 раствор	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.				
	< n_D >	< *Z* >	< *C* >				
3 раствор	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.				
	< n_D >	< *Z* >	< *C* >				

3. Построить графики зависимости $n_D = f(C)$ и $\nu = f(n_D)$.
4. После выполнения каждого измерения необходимо тщательно удалять остатки предыдущего раствора с измерительных поверхностей призм, пользуясь х/б салфеткой.
5. Не допускать проливания растворов на прибор. По окончании работы прибор накрыть чехлом, растворы сдать лаборанту.

Контрольные вопросы:

1. Основные законы геометрической оптики: законы отражения и преломления света с точки зрения волновой теории.
2. Абсолютный и относительный показатели преломления света, их физический смысл.
3. Явление полного внутреннего отражения и его применение в данной работе.
4. Дисперсия света, нормальная и аномальная дисперсия, теория дисперсии света.
5. Устройство, принцип действия и назначение рефрактометра.

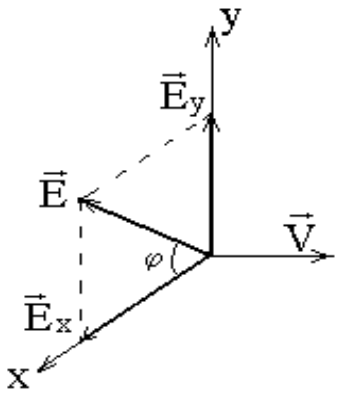
Лабораторная работа № 67
Изучение закона Малюса

***Цель работы*:** изучить закон Малюса, ознакомиться с понятиями естественный и поляризованный свет, поляризатор и анализатор.

***Приборы и принадлежности*:** оптическая скамья с осветителем, два поляроида, фотоэлемент, микроамперметр.

Краткая теория

Естественный свет представляет собой совокупность огромного числа элементарных электромагнитных волн (цугов), испускаемых отдельными атомами. Плоскость колебаний каждого цуга ориентирована случайным образом, поэтому в естественном свете с равной вероятностью представлены колебания различных направлений, быстро и беспорядочно сменяющих друг друга. Если колебания светового вектора $\vec{E}$ каким-либо образом упорядочены, то свет называется поляризованным.



Пусть два взаимно перпендикулярных электрических колебания совершаются вдоль осей *X*, *Y* и имеют разность фаз δ

$$E_x = A_1 \cos \omega t,$$

$$E_y = A_2 \cos(\omega t + \delta).$$

Результирующая напряженность:

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$$

Угол между $\vec{E}$ и $\vec{E}_x$ определяется:

$$tg\varphi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_2 \cos(\omega t + \delta)}{A_1 \cos \omega t}. \qquad (1)$$

Если разность фаз δ хаотически изменяется, то и направление светового вектора $\vec{E}$ будет испытывать неупорядоченные скачкообразные изменения. Поэтому естественный свет представляют как наложение двух некогерентных электромагнитных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях и имеющих одинаковую интенсивность.

Если колебания когерентны δ = 0 или π, то

$tg\varphi = \pm\dfrac{A_2}{A_1} = const$ – свет плоскополяризованный.

Если $A_2 = A_1$, $\delta = \pm\dfrac{\pi}{2}$, то $tg\varphi = \mp tg\omega t$ – плоскость колебаний поворачивается с угловой скоростью ω. Свет поляризован по кругу.

Если δ – произвольная постоянная, свет эллиптически поляризован. Конец вектора $\vec{E}$ движется по эллипсу. Плоскость, в которой колеблется $\vec{E}$, называется *плоскостью колебаний*. Перпендикулярная ей плоскость – *плоскостью поляризации*.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых *поляризаторами*. Эти приборы свободно пропускают колебания, параллельные *плоскости поляризатора*, и полностью или частично задерживают колебания перпендикулярные этой плоскости. Поляризатор, частично задерживающий световые колебания в направлении, перпендикулярном его плоскости, называют *несовершенным*. Свет на выходе из такого поляризатора будет частично поляризованным. Направление колебаний электрического вектора в волне, прошедшей через поляризатор, называется *разрешенным направлением поляризатора.* В качестве поляризаторов могут использоваться среды, анизотропные в отношении колебаний вектора $\vec{E}$, например кристаллы. Из природных кристаллов следует отметить турмалин.

Если вращать идеальный поляризатор на пути частично поляризованного света, то интенсивность прошедшего света изменяется от $I_{\min}$ до $I_{\max}$. Можно ввести характеристику частично поляризованного света *степень поляризации:*

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \qquad (2)$$

$P = 1$ если $I_{\min} = 0$ – свет полностью поляризован.

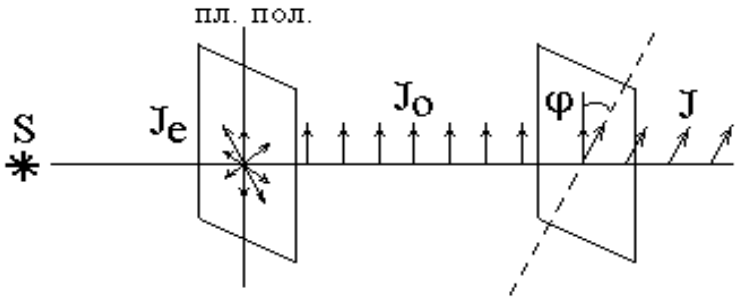
$P = 0$ если $I_{\min} = I_{\max}$ – свет естественный. К эллипически-поляризованному свету понятие степени поляризации не применимо.

Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина, вырезанной параллельно оптической оси. Вращая кристалл вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не увидим. Однако, если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего

через пластинки будет меняться в зависимости от угла между оптическими осями кристаллов по закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \qquad (3)$$

где I_0 и I – соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него.



Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются просто. Первая пластинка пропускает колебания только определенного направления, т.е. преобразует естественный свет в поляризованный. Вторая же пластинка в зависимости от ее ориентации пропускает большую или меньшую часть поляризованного света, которая соответствует компоненте *E*, параллельной оси второго кристалла.

Пластинка, преобразующая естественный свет в поляризованный, является *поляризатором*. Вторая пластинка, служащая для анализа степени поляризации света, называется *анализатором*. Обе пластинки совершенно одинаковы.

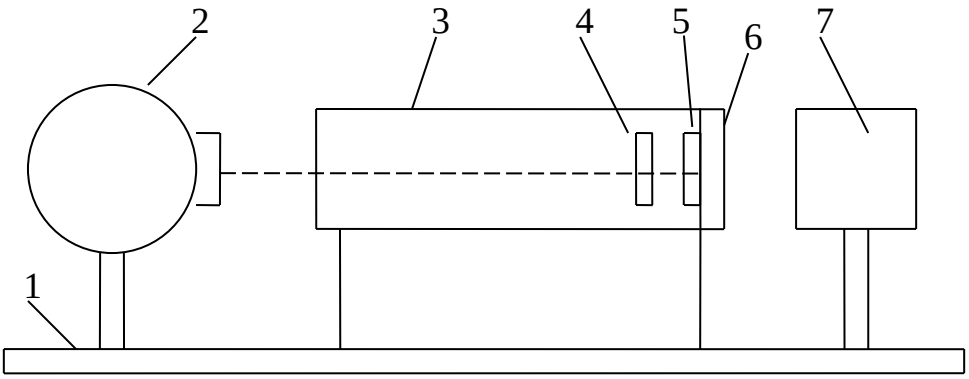
При прохождении естественного света через поляризатор, так как все направления φ равновероятны и среднее значение $\cos^2\varphi = \frac{1}{2}$, интенсивность поляризованного света будет $I = \frac{I_e}{2}$.

Интенсивность света, прошедшего через поляризатор и анализатор: $I = \frac{I_e}{2}\cos^2\varphi$.

Экспериментальная установка

1. Установка для изучения закона Малюса представляет оптическую скамью (1), на которой укреплен осветитель (2) с матовым стеклом. Камера (3) с поляризатором (4), анализатором (5) и фотоэлементом. Ток от фотоэлемента подаётся на

микроамперметр (7). Анализатор можно поворачивать вокруг горизонтальной оси. Угол поворота анализатора отсчитывается по шкале (6).



Порядок выполнения работы:

1. Ознакомиться с установкой.
2. Включить осветитель в сеть 220 *В*.
3. Открыть крышку фотоэлемента.
4. Устанавливая по шкале различные углы ориентации анализатора (от 0 до 360° через 20°), следить за изменением силы фототока по микроамперметру.
5. Данные измерений угла α, тока i, $\cos^2\alpha$ и i/i_0 занести в таблицу.

Таблица 1.

α	0	20	40	60	80	100	…		360
i, *мкА*									
$\cos^2\alpha$									
i/i_0									

6. Построить график зависимости $f(\alpha) = i/i_0$ в полярных координатах. Для этого на каждом луче, проведенном из центра под углом α в выбранном масштабе, откладывают значения величин i/i_0, соответствующих этому углу, здесь i_0 – максимальное значение силы тока. Точки соединяют плавной кривой.
7. На том же графике строят теоретическую зависимость $f(\alpha) = \cos^2\alpha$.

Контрольные вопросы:

1. Какой свет называется естественным? поляризованным? свет.

Что такое степень поляризации?

2. Какие существуют виды поляризации?
3. Расскажите о способах получения поляризованного света.
4. В чем заключается явление двойного лучепреломления?
5. Изложите закон Малюса.
6. Что такое искусственная оптическая анизотропия?
7. Расскажите о применениях поляризованного света.

Лабораторная работа №68
Определение длины световой волны с помощью дифракционной решётки

***Цель работы*:** Ознакомиться с явлением дифракции Фраунгофера, определить с помощью дифракционной решетки длины световых волн и частоты сплошного спектра света.

Принадлежности: штатив с дифракционной решеткой и осветителем.

Краткое теоретическое введение

Дифракцией света называется совокупность физических явлений, возникающих при распространении света в среде с ярко выраженными оптическими неоднородностями, что приводит к отклонению света от прямолинейного распространения. Вследствие дифракции световые волны огибают препятствия и проникают в область геометрической тени.

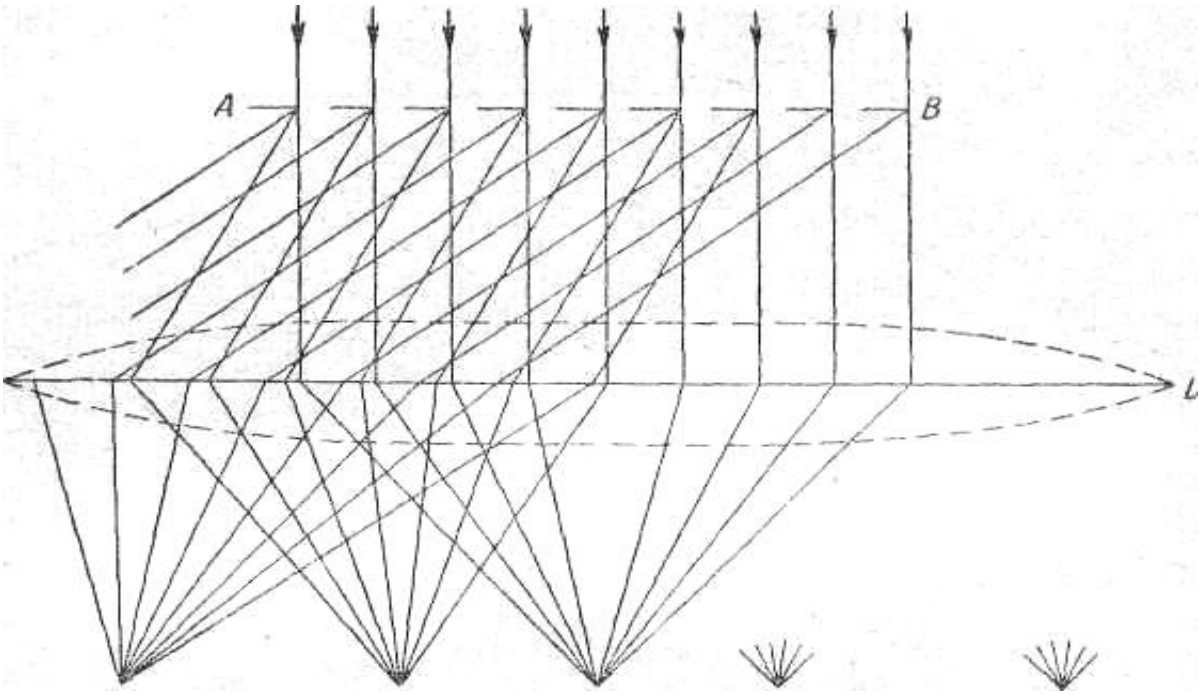
Дифракция возникает вследствие перераспределения светового потока в результате суперпозиции когерентных волн и имеет место при соизмеримости размеров неоднородностей с длиной световых волн.

Явление дифракции, как следствие волновой природы света, объясняется с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. Из этого принципа следует, что перераспределение интенсивности света возникает вследствие суперпозиции когерентных световых волн, испускаемых из различных точек волновой поверхности.

Существует два вида дифракции света. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, то говорят о *дифракции в параллельных лучах* или о *дифракции Фраунгофера*. В противном случае наблюдается *дифракция Френеля*.

Дифракцию Фраунгофера можно наблюдать при нормальном падении света на дифракционную решётку.

Двумерной дифракционной решеткой называют всякую периодическую (или близкую к периодической) структуру, влияющую на распространение волн той или иной природы.



k=-2 k=-1 k=0 k=1 k=2

Рис.1

Простейшая оптическая дифракционная решетка представляет собой стеклянную пластинку, на которой с помощью делительной машины нанесен ряд параллельных штрихов. Места, прочерченные делительной машиной, рассеивают свет, так что в направлении наблюдения попадает лишь его ничтожная часть. Штрихи являются, таким образом, практически непрозрачными промежутками между неповрежденными частями пластинки - *щелями*.

Кроме стеклянных дифракционных решеток в учебной практике применяются так называемые реплики, полученные путем изготовления желатиновых отпечатков, копий с металлических отражательных решеток. Желатиновые отпечатки помещаются во избежание повреждений между двумя стеклянными плоскопараллельными пластинками.

В простейшем случае нормального падения света на прозрачную двумерную дифракционную решетку А-В (рис. 1) с шириною прозрачных участков **a** и непрозрачных **b,** направления на главные дифракционные максимумы определяются равенством:

$$k \cdot \lambda = (a + b) \cdot \sin\varphi = d \cdot \sin\varphi, \qquad (1)$$

откуда

$$\sin\varphi = \frac{k \cdot \lambda}{d}, \qquad (2)$$

где φ — угол дифракции, λ - длина световой волны, k - порядок спектра (k = 0, ± 1, ± 2,... k_{max}), d = (a + b) - постоянная (период) решетки. При k = 0 условие максимума удовлетворяется для всех длин волн, т. е. при φ = 0 наблюдается центральная светлая полоса. Два знака ± для всех остальных значений k соответствуют двум системам спектров, расположенных симметрично справа и слева от центральной светлой полосы (рис. 1).

Максимальное число спектров, которое можно получить при помощи дифракционной решетки, определяется соотношением

$$k_{max} \le \frac{d}{\lambda}. \qquad (3)$$

Дифракционная картина наблюдается, если между дифракционной решёткой и экраном помещается собирающая линза L. Экран располагается в фокальной плоскости линзы.

Основными спектральными характеристиками дифракционной решетки являются ее *разрешающая способность и дисперсия*.

Разрешающую способность дифракционной решетки можно рассчитать, пользуясь условием Релея, согласно которому две спектральные линии еще разрешаются (видны раздельно) в том случае, когда главный максимум одной линии попадает на место минимума второй, ближайшей к главному максимуму.

Из этого условия следует, что разрешающая способность дифракционной решетки равна

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = k \cdot N, \qquad (4)$$

где N — число штрихов решетки, k – порядок разрешаемого спектра.

В дифракционной решетке большая разрешающая способность достигается за счет большого числа штрихов N, так как порядок разрешаемого спектра k невелик.

Угловая дисперсия определяется угловым расстоянием δφ между двумя спектральными линиями, отнесенным к разности их длин волн δλ,

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}. \qquad (5)$$

Линейная дисперсия определяется линейным расстоянием δs на экране между спектральными линиями λ_1 и λ_2 ($\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$).

$$D_s = \frac{\delta s}{\delta\lambda}. \qquad (6)$$

Так как $\delta s = F \cdot \delta\varphi$, где F - фокусное расстояние линзы, помещённой между дифракционной решёткой и экраном, то линейная дисперсия

$$D_s = D_\varphi \cdot F. \qquad (7)$$

Выражение для *угловой дисперсии* дифракционной решётки можно получить, дифференцируя формулу (1) по λ и φ:

$$D_\varphi = \frac{k}{d \cdot \cos\varphi}. \qquad (8)$$

Для малых углов дифракции угловая дисперсия дифракционной решетки постоянна, так как $\delta\varphi$ пропорционально $\delta\lambda$. Поэтому дифракционные спектры иногда называются *нормальными* в отличие от спектров, получаемых с помощью стеклянных призм, у которых угловая дисперсия в красной части спектра меньше, чем в фиолетовой.

Дифракционную решётку можно использовать для достаточно точного и простого способа определения спектральных характеристик видимого света.

Расчётная часть

В данной лабораторной работе требуется определить длину световой волны и частоту для фиолетового и красного участков света по известному периоду решётки, заданному расстоянию Z от экрана-шкалы до дифракционной решётки и по измеренному углу дифракции φ.

Так как расстояние Z много больше расстояния ℓ от центра дифракционной решётки до положения соответствующего максимума, то $\sin\varphi \approx tg\varphi$.

Тангенс φ определяется по измеренным на опыте значениям ℓ-расстоянию от главных максимумов k определённого порядка и цвета до центра осветительной щели и Z – расстоянию между дифракционной решёткой и осветительной щелью (см. рис. 2).

Таким образом $\sin\varphi \approx tg\varphi = \frac{\ell}{Z}$.

Тогда из формулы (2)получим выражение для расчета λ:

$$\lambda = \frac{d \cdot \ell}{k \cdot Z}. \qquad (9)$$

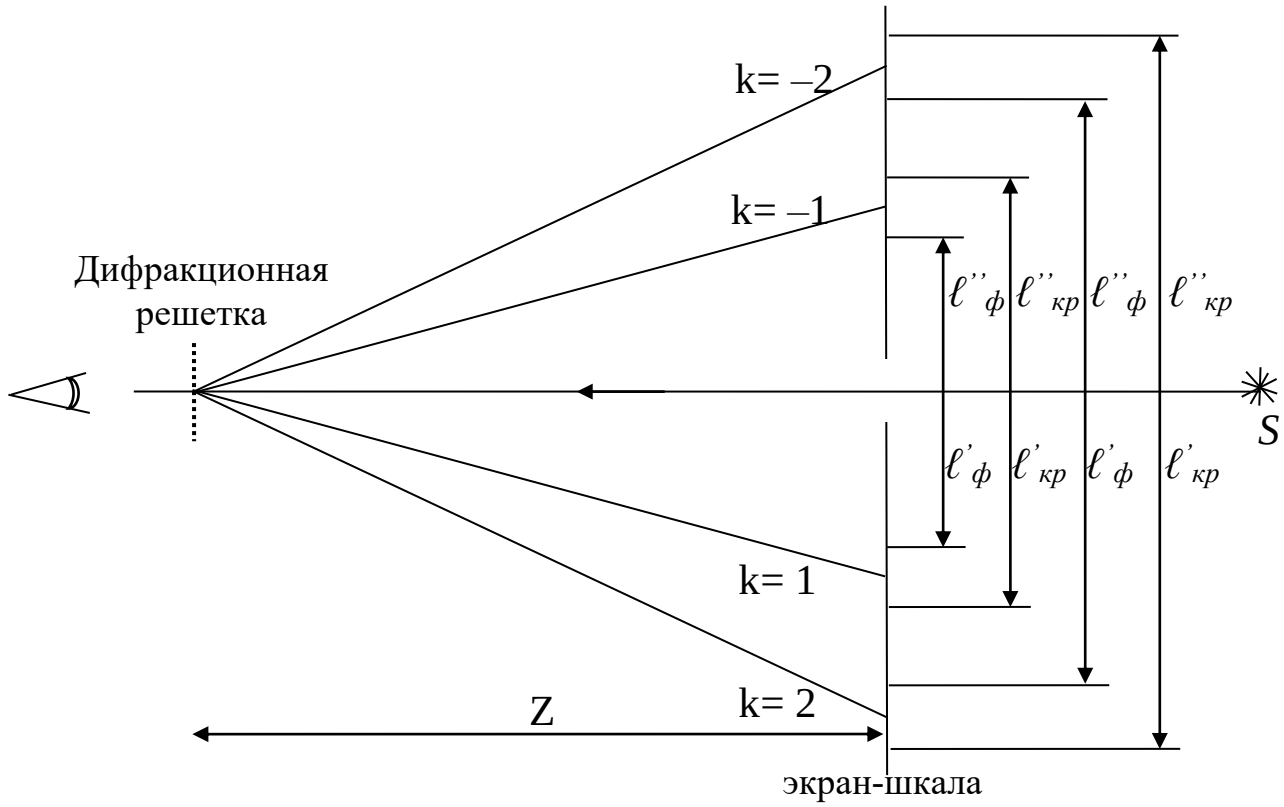


Рис. 2

Порядок выполнения работы

1. Включить в электрическую сеть (U=220 В) источник света S.
2. Установить расстояние Z =300 мм между экраном- шкалой и дифракционной решёткой и измерить расстояния:

$$\ell_{1ф} = \frac{\ell''_{1ф} + \ell'_{1ф}}{2}, \qquad \ell_{2ф} = \frac{\ell''_{2ф} + \ell'_{2ф}}{2}, \qquad (10)$$

$$\ell_{1к} = \frac{\ell''_{1к} + \ell'_{1к}}{2}, \qquad \ell_{2к} = \frac{\ell''_{2к} + \ell'_{2к}}{2}. \qquad (11)$$

Повторить измерения и расчёты для расстояний Z=400 и 500 мм соответственно.

Согласно рис. 2 расстояния ℓ' и ℓ'' для каждого цвета и дифракционного максимума отсчитываются визуально на миллиметровой шкале - экране слева и справа от центра щели.

3. Результаты измерений необходимо занести в расчётную таблицу.

Расчётная таблица

КРАСНЫЙ ЦВЕТ	ФИОЛЕТОВЫЙ ЦВЕТ

Z, мм	k	ℓ', мм	ℓ'', мм	ℓ, мм	λ_i, мкм	$\langle\lambda\rangle$, мкм	$\langle\nu\rangle$, Гц	k	ℓ', мм	ℓ'', мм	ℓ, мм	λ_i, мкм	$\langle\lambda\rangle$, мкм	$\langle\nu\rangle$, Гц
300	1							1						
	2							2						
400	1							1						
	2							2						
500	1							1						
	2							2						

4. Вычислить по формуле (9) значения $\lambda_{iф}$, $\lambda_{iк}$ (i=1, 2, …, 6). Результаты занести в таблицу, предварительно переведя рассчитанные величины из мм в мкм.

5. Рассчитать средние значения длин волн <λ> и занести результаты в таблицу.

$$\langle\lambda_к\rangle = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6}\lambda_{iк}\,, \qquad \langle\lambda_ф\rangle = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6}\lambda_{iф}\,. \qquad (12)$$

6. Вычислить средние арифметические погрешности $<\Delta\lambda_к>$, $<\Delta\lambda>$.

7. Окончательный результат необходимо записать в виде

$\lambda_к = <\lambda_к> \pm <\Delta\lambda_к>$,

$\lambda_ф = <\lambda_ф> \pm <\Delta\lambda_ф>$.

8. Используя результаты измерений и расчётов, определить средние частоты красного и фиолетового цветов сплошного спектра, из соотношения:

$$\upsilon = \frac{c}{\langle\lambda\rangle}, \qquad (13)$$

где $c=3\cdot10^8$ м/с, - скорость света в вакууме.

При вычислениях необходимо перевести соответствующие длины волн в метры.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается сущность принципа Гюйгенса-Френеля и метода зон Френеля?

2. Как записывается условие наблюдения главных максимумов интенсивности света при нормальном падении на дифракционную решетку плоской монохроматической волны?

3. Каковы различия между дифракционными и дисперсионными спектрами? Какого цвета лучи в дифракционном спектре сильнее отклоняются от первоначального направления и почему?

4. Что такое разрешающая способность и дисперсия дифракционной решетки?

5. Имеются ли естественные дифракционные решётки? Каковы условия образования в них дифракционных спектров.

6. Назовите области применения явления дифракции света в науке и технике.

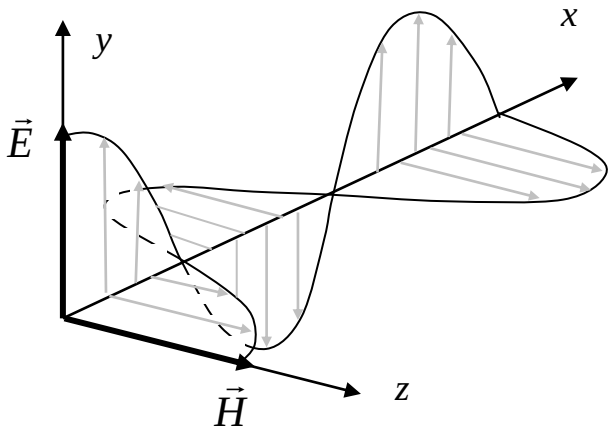
Лабораторная работа №69
Определение концентрации растворов сахара с помощью сахариметра

***Цель работы*:** ознакомиться явлением вращения плоскости поляризации света в оптически активных веществах.

***Принадлежности*:** сахариметр, набор трубок с растворами сахара.

Теоретическое введение

Развитие физики показало, что свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток особых частиц (фотонов). Если при помощи колеблющихся зарядов возбудить переменное электромагнитное поле, то в окружающем заряды пространстве возникнет последовательность взаимных превращений электрического и магнитного полей, распространяющихся от точки к точке. Этот процесс является периодическим во времени и пространстве, следовательно, представляет собой волну. По Максвеллу эти волны образуются тройкой взаимно перпендикулярных векторов $\vec{H}$, $\vec{E}$, $\vec{\upsilon}$, где $\vec{H}$ – определяет направление магнитного поля, $\vec{E}$ – электрического, $\vec{\upsilon}$ – скорость распространения волны.



В естественном свете колебания светового вектора происходят хаотически по всем направлениям из-за независимого излучения многими атомами источника света. Если колебания светового вектора каким-либо образом упорядочены, то свет называется поляризованным.

Плоскость, образованная $\vec{E}$ и $\vec{\upsilon}$, называется плоскостью колебаний, а плоскость, составленная $\vec{H}$ и $\vec{\upsilon}$ – плоскостью поляризации.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых *поляризаторами*. Эти приборы

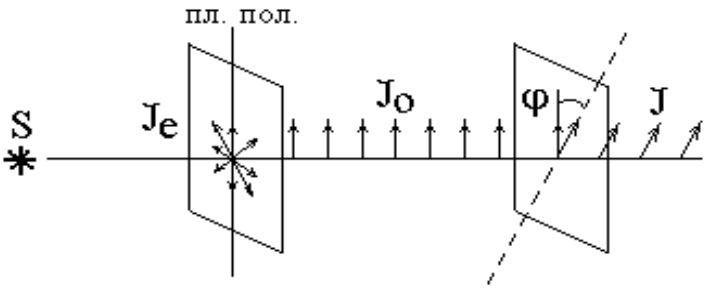
свободно пропускают колебания, параллельные *плоскости поляризатора*, и полностью или частично задерживают колебания перпендикулярные этой плоскости. Поляризатор, частично задерживающий световые колебания в направлении, перпендикулярном его плоскости, называют *несовершенным*. Свет на выходе из такого поляризатора будет частично поляризованным. В качестве поляризаторов могут использоваться среды, анизотропные в отношении колебаний вектора $\vec{E}$, например кристаллы. Из природных кристаллов следует отметить турмалин.

Если вращать идеальный поляризатор на пути частично поляризованного света, то интенсивность прошедшего света изменяется от $I_{\min}$ до $I_{\max}$. Можно ввести характеристику частично поляризованного света *степень поляризации:*

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \qquad (1)$$

$P = 1$ если $I_{\min} = 0$ – свет полностью поляризован, $P = 0$ если $I_{\min} = I_{\max}$ – свет естественный. К эллипически-поляризованному свету понятие степени поляризации не применимо.

Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина, вырезанной параллельно оптической оси. Вращая кристалл вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не увидим. Однако, если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность, прошедшего через пластинки света будет меняться в зависимости от угла между оптическими осями кристаллов по закону Малюса:



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

где I_0 и I – соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него.

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются просто. Первая пластинка пропускает колебания только определенного направления, т.е. преобразует естественный свет в

плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации пропускает большую или меньшую часть поляризованного света, которая соответствует компоненте *E*, параллельной оси второго кристалла.

Пластинка, преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является *поляризатором*. Вторая пластинка, служащая для анализа степени поляризации света, называется *анализатором*. Обе пластинки совершенно одинаковы.

При прохождении естественного света через поляризатор, так как все направления φ равновероятны и среднее значение $\cos^2\varphi = \frac{1}{2}$, интенсивность поляризованного света будет $I = \frac{I_{est}}{2}$.

Интенсивность света, прошедшего через поляризатор и анализатор, плоскости которых составляют угол φ: $I = \frac{I_{est}}{2}\cos^2\varphi$.

Есть вещества, способные вызывать вращение плоскости поляризации, проходящего через них плоскополяризованного света. Такие вещества называются оптически активными.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для кристаллов:

$$\varphi = \alpha l, \tag{3}$$

чистых жидкостей:

$$\varphi = [\alpha] l \rho, \tag{4}$$

оптически активных растворов:

$$\varphi = [\alpha] l C, \tag{5}$$

где l – расстояние пройденное светом в оптически активном веществе, α – постоянная вращения, $[\alpha]$ – удельная постоянная вращения, C – массовая концентрация активного вещества

В зависимости от направления вращения оптически активные вещества делятся на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором – влево (против часовой стрелки).

Используя поляризаторы, можно определить угол φ, а зная $[\alpha]$ и l найти концентрацию активного вещества в растворе, что нашло свое применение в сахариметрах.

В сахариметре естественный свет от источника (лампочки), проходя через поляризатор, становится поляризованным. На выходе из сахариметра он попадает на анализатор. В зависимости от ориентации последнего относительно поляризатора в поле зрения окуляра сахариметра будет получаться та, или иная яркость пучка света. Помещая между поляризатором и анализатором кювету с раствором, мы меняем яркость этого пучка за счет того, что плоскость поляризации в веществе (кювете) поворачивается. Добиваясь вращением винта (под окулярной трубкой сахариметра) такой же картины, как и без кюветы с раствором (равенство окраски обеих половин поля зрения), по окулярной шкале с нониусом (вверху) делаем отсчет угла φ. Для этого напротив «**0**» нониуса находим по нижней (отсчетной) шкале **φ**: десятые доли градуса отсчитываем по шкале нониуса там, где верхние и нижние деления совмещаются.

Порядок выполнения работы:

1. Установить сахариметр так, чтобы наблюдатель был спиной к окну.
2. Включить вилку прибора в сеть 220В. Тумблером включить осветительный узел.
3. Произвести установку сахариметра на «нуль», добившись четкого изображения отсчетной шкалы (верхняя трубка) и настроить на резкое изображение вертикальной линии, разделяющей поле зрения на две половинки (нижняя трубка).
4. Вращением винта под нижней трубкой добиться однородной картины по освещенности (и цвету) обеих половин поля зрения.
5. Определить угол φ_0 по отсчетной шкале верхней трубки сахариметра, повторив опыт не менее трех раз. Найти «нуль» сахариметра: $\langle\varphi_0\rangle = \dfrac{\varphi_{01}+\varphi_{02}+\varphi_{03}}{3}$.
6. Снять со стенда значения l, $\varphi_э$.
7. Помещая в сахариметр последовательно все растворы, найти среднее значение угла $\langle\varphi_x\rangle$ из трех опытов. Для каждого раствора рассчитать $\langle\Delta\varphi_x\rangle$.
8. Средние значения $\langle c_x\rangle$ рассчитать по формуле:

$$\langle c_x \rangle = \frac{l_э \langle \varphi_x \rangle c_э}{\varphi_э \, l}.$$

9. Вычислить относительную погрешность $\varepsilon = \frac{\langle \Delta c_x \rangle}{\langle c_x \rangle}$ для всех известных растворов по формуле, принимая:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l_э}{l_э} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta c_э}{c_э} + \frac{\langle \Delta \varphi_x \rangle}{\langle \varphi_x \rangle} + \frac{\Delta \varphi_э}{\varphi_э}, \text{ где}$$

$$\Delta l = 5 \cdot 10^{-3} м, \ \Delta l_э = 5 \cdot 10^{-3} м, \ \Delta c_э = 0{,}5\%, \ \Delta \varphi_э = 0{,}1^\circ.$$

10. Рассчитать для каждого раствора $\langle \Delta c_x \rangle$. Заполнить таблицу:

Таблица 1.

№№ п/п	*Растворы*	*l, м*	φ_x	$\langle \varphi_x \rangle$	$\Delta \varphi_x$	$\langle \Delta \varphi_x \rangle$	$\langle c_x \rangle$ %	$\langle \Delta c_x \rangle$ %	ε %
1 *2* *3*	*Эталон*								
1 *2* *3*	*1 раствор*								
1 *2* *3*	*2 раствор*								
1 *2* *3*	*3 раствор*								
1 *2* *3*	*4 раствор*								

11. Построить график зависимости $\langle \varphi_x \rangle$ от $\langle c_x \rangle$.

Контрольные вопросы:

1. Что представляет собой свет согласно квантовой и электромагнитной теории?
2. Естественный и поляризованный свет. Плоскость поляризации и плоскость колебаний.

3. Сущность явления поляризации. Методы получения поляризованного света. Призма Николя. Поляризатор и анализатор.
4. Назначение, устройство и принцип действия сахариметра.
5. Оптически активные вещества. Право- и левовращение вещества.
6. Физический смысл удельного вращения. Какие факторы влияют на его величину?
7. Что необходимо знать для определения удельного вращения неизвестной концентрации растворов?
8. Физическая сущность явления вращения плоскости поляризации в оптически активном веществе.

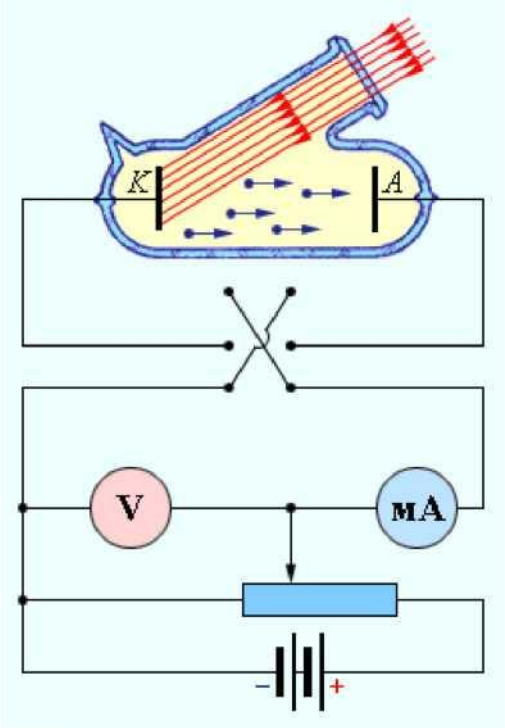
Лабораторная работа № 74
Внешний фотоэффект

***Цель работы*:** ознакомиться с явлением внешнего фотоэффекта, его закономерностями, снятие вольтамперных характеристик фотоэлемента.

***Принадлежности*:** лабораторная установка для снятия вольтамперных характеристик фотоэлемента с блоком питания, микроамперметром и вольтметром, источник света.

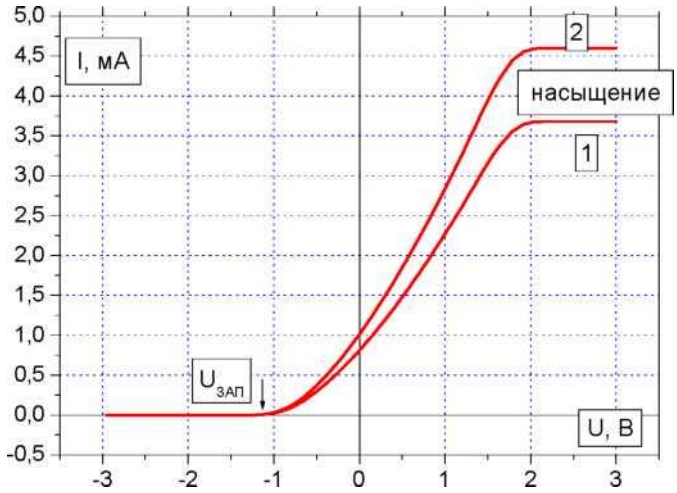
Теоретическое введение

Внешний фотоэффект – явление вырывания электронов с поверхности вещества под действием электромагнитного излучения. Был обнаружен Герцем в 1887 г., наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым светом.



Первые фундаментальные исследования внешнего фотоэффекта выполнил русский ученый Столетов в 1888-1889 гг. Опыты Столетова имели феноменологический характер. Тем не менее, они позволили сформулировать основные закономерности внешнего фотоэффекта:

- свет оказывает разряжающее действие на отрицательно заряженные тела,
- наибольшее действие на заряженные тела оказывает ультрафиолетовое излучение,
- незаряженные тела под действием света приобретают положительный электрический заряд,
- фототок, возникающий под действием света, пропорционален энергетической освещенности катода и зависит от состояния его поверхности,
- фотоэффект практически безынерционен.



Точные количественные исследования фотоэффекта выполнили в 1898-1899 годы Дж. Томсон и Ф. Ленард, измерившие отношение заряда вырванной частицы к ее массе, и доказавшие, что этими частицами являются электроны. Ими же было установлено, что энергия вылетающих фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света и прямо пропорциональна его частоте. Кроме того, оказалось, что для различных металлов существуют свои предельно низкие частоты света, ниже которых фотоэффект не наблюдается.

Теорию внешнего фотоэффекта дал А. Эйнштейн в 1905 г. Он высказал идею, что свет не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется и поглощается отдельными порциями (квантами) с энергией $E = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме. Кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

Согласно квантовой теории Эйнштейна энергия фотона расходуется на вырывание электрона из металла $A_{вых}$ и на сообщение вырванному электрону кинетической энергии:

$$h\nu = \hbar\omega = \frac{m_e \upsilon_m^2}{2} + A_{вых}. \qquad (1)$$

Если же энергии фотона не достаточно для совершения работы выхода электрона из металла, то фотоэффект не будет иметь места независимо от интенсивности светового потока. Таким образом, условием *красной границы фотоэффекта* является равенство:

$$h\nu = A_{вых}. \qquad (2)$$

В настоящее время законы фотоэффекта формулируются следующим образом:

1. при неизменном спектральном составе света, падающего на фотокатод, фототок насыщения пропорционален энергетической освещенности катода;

2. для данного вещества фотокатода максимальная начальная скорость фотоэлектронов зависит от частоты света и не зависти от его интенсивности;

3. для каждого материала фотокатода существует предельно низкая частота света, при которой еще возможен внешний фотоэффект, называемая «красной границей» фотоэффекта.

Второй и третий законы, а также безынерционность фотоэффекта, невозможно объяснить в рамках классической электромагнитной теории света Дж. Кл. Максвелла. Согласно этой теории вырывание электронов проводимости из металла является результатом их «раскачивания» в электрическом поле световой волны, а амплитуда «раскачивания» должна возрастать при увеличении интенсивности света.

Объяснение всех особенностей фотоэффекта оказалось возможным лишь с позиции квантовой теории света. Из уравнения Эйнштейна следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности: числа фотонов (2 закон). Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается, то при некоторой достаточно малой частоте кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится (3 закон).

Кроме внешнего существует еще и внутренний фотоэффект. Оба явления нашли широкое применение при создании фотоэлементов, фотоумножителей, солнечных батарей, в телевидении и фотохимии.

Порядок выполнения работы:

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента.

1. Включить в сеть 220 *В* блок питания установки и осветительную лампочку.

2. Установить лампочку на расстоянии 25 *см* от фотоэлемента.

3. Изменяя ускоряющее напряжение от нуля до максимального, записывать соответствующие показания микроамперметра через 2 *В* до 10-15 *В*, затем – через 5-10 *В*.

4. Повторить измерения пункта 3, установив лампочку на расстоянии 40 *см* от фотоэлемента. Заполнить таблицу 1:

Таблица 1

расстояние от фотоэлемента до лампы			
r, м		*r, м*	
i, мкА	*U, В*	*i, мкА*	*U, В*

5. Построить обе зависимости $i = f(U)$ на одном графике. Найти токи насыщения для каждого случая.

Задание 2. Изучение зависимости фототока насыщения от энергетической освещенности катода.

1. Снять зависимости фототока i насыщения от расстояния между фотоэлементом и лампой в пределах от 30 *см* до 70 *см* с шагом в 5 *см* при максимальном ускоряющемся напряжении. Результаты занести в таблицу 2:

Таблица 2

r, м									
i, мкА									
E, кд/м^2									

2. Построить график зависимости фототока от расстояния $i = f(r)$.

3. Рассчитать освещенность фотокатода: $E = \frac{I}{r^2}$, где I – сила света лампы накаливания, r – расстояние между фотоэлементом и лампой. Сила света лампы в *кд*. примерно численно равна мощности лампы в *Вт*.

4. Построить график зависимости фототока от энергетической освещенности фотокатода $i = f(E)$.

5. Сделать выводы по результатам работы.

Контрольные вопросы:

1. Фотоэффект, виды фотоэффекта.
2. Квантовые свойства света, представления о фотонах.
3. Физические основы фотоэффекта и его закономерности. Применение фотоэффекта.
4. Фотоэлементы и фотоумножители, их устройство, принцип действия, основные характеристики и практическое применение.

5. Сущность эксперимента, объяснение полученных результатов.

Лабораторная работа №76
Изучение закономерностей прохождения радиоактивного излучения через вещество

Цель работы: экспериментальная проверка закона поглощения излучения веществом и оценка эффективного сечения рассеяния.

Принадлежности: счетчик Гейгера-Мюллера, источник излучения, набор поглощающих материалов в виде пластин.

Теоретическое введение

Под радиоактивным излучением понимают поток заряженных частиц (α - частиц, электронов, позитронов, ионов и т.д.), нейтральных (нейтронов, нейтрино и др.) и γ – лучей, включая электромагнитные волны любого диапазона частот. Материя в любой форме своего существования в зависимости от конкретной ситуации в большей или меньшей степени проявляет свойства частиц. При прохождении через вещество частицы взаимодействуют с атомами этого вещества. Выделяют четыре типа фундаментальных взаимодействий. В сильном взаимодействии участвуют нуклоны (протоны и нейтроны), в электромагнитном – все заряженные частицы, в слабом – все частицы, кроме γ - квантов, гравитационным взаимодействием из-за малости масс частиц в данном случае можно пренебречь.

К классу сильных взаимодействий относятся ядерные силы. Между составляющими ядро нуклонами действуют особые силы, значительно превышающие кулоновские силы отталкивания между протонами. Нуклоны в ядре испытывают сильное притяжение лишь при расстояниях не больше 10^{-15} *м*. В сильных взаимодействиях участвуют также π и κ - мезоны, гипероны, их античастицы и квазичастицы. Переносчиками ядерного (сильного) взаимодействия являются π - мезоны. Процесс прямого сильного взаимодействия характеризуется сечениями $10^{-27}–10^{-24}\,см^2$, а процессы распада с участием сильного взаимодействия имеют малые характерные времена $10^{-23}–10^{-21}\,с$. Эти сравнительно большие сечения для сильного взаимодействия приводят к тому, что частицы при прохождении через среду эффективно выбывают из коллимированного пучка за счет процессов поглощения и рассеяния.

Электромагнитное взаимодействие относится к числу интенсивных взаимодействий природы, хотя оно слабее ядерного (сильного). В электромагнитном взаимодействии участвуют все заряженные частицы. Переносчиками этого взаимодействия являются кванты электромагнитного излучения, которые в зависимости от энергии называются фотонами (световой диапазон), рентгеновскими лучами и γ - лучами. Кванты электромагнитного излучения возникают в результате взаимодействия электрического заряда с окружающим его электромагнитным полем. Форм проявления электромагнитного взаимодействия много. Для заряженных частиц – кулоновское рассеяние, ионизационное торможение, радиационное торможение, черенковское излучение; для γ - квантов – фотоэффект, эффект Комптона, образование электронно-позитронных пар, фотоядерные реакции. Электромагнитное взаимодействие в 111 – 1111 раз слабее ядерного. Поэтому процессы электромагнитного взаимодействия протекают в 111 – 1111 раз медленнее ядерных процессов и характеризуются периодами $10^{-20}–10^{-18}c$. При прохождении заряженных частиц и γ - квантов через вещества наблюдаются большие потери энергии на электромагнитное взаимодействие.

Примером слабого взаимодействия является β - распад – это специфическое взаимодействие между нуклонами и окружающим их электронно-нейтринным полем, в процессе которого возникают или поглощаются электроны (позитроны) и антинейтрино (нейтрино). К числу слабых взаимодействий относятся также $(\pi-\mu)$ - распад, $(\mu-e)$ - распад, распады κ - мезонов и гиперонов. Слабые взаимодействия примерно в 10^{13} раз слабее сильных, во столько же раз медленнее они протекают, т.е. их характерное время $\approx 10^{-10}c$. Слабое взаимодействие может проявляться и в процессах прямого взаимодействия, например, в процессе захвата нейтрино нуклоном. Сечение же взаимодействия таких процессов $\approx 10^{-43}см^2$, поэтому, например, поток нейтрино, практически не поглощаясь, проходит сквозь Солнце.

В ядерной физике вводят понятие эффективного сечения σ. Рассмотрим поток частиц попадающих на мишень настолько тонкую, что ядра мишени не перекрывают (не затеняют) друг друга. Если бы ядра мишени были твердыми шариками с поперечным сечением σ, а налетающие частицы также твердыми шариками, но с исчезающе

малым сечением, тогда вероятность попадания налетающей частицы в какое-либо ядро мишени:

$$\mathrm{P} = n\delta\sigma, \qquad (1)$$

где δ – толщина мишени, n – число ядер мишени в единице объема этой мишени. То есть, $n\delta\sigma$ – доля площади мишени, перекрытая ядрами мишени.

Пусть N – число частиц, пролетающих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению потока. Тогда число столкновений частиц с ядрами мишени равно:

$$\Delta N = Np = Nn\delta\sigma, \text{ отсюда } \sigma = \frac{\Delta N}{Nn\delta}.$$

Представление о том, что ядра мишени – твердые шарики с площадью поперечного сечения σ в действительности заменяется понятием эффективного сечения для того или иного процесса. Толстую мишень разбиваем мысленно на тонкие слои толщиной dx. Для такого слоя имеем:

$$dN = -N(x)\sigma \cdot ndx.$$

Здесь $N(x)$ – поток частиц на мишень, долетевших до слоя мишени на глубине x. Отсюда получается:

$$N(x) = N_0 e^{-n\cdot\sigma\cdot x}, \qquad (2)$$

где N_0 – первичный поток частиц. Из (2) следует, что для определения сечения взаимодействия частиц с ядрами атомов мишени, нужно измерить ослабление пучка частиц $N(\delta)/N_0$ при прохождении его через мишень толщиной δ (не обязательно малой):

$$\sigma = l \cdot n \frac{N(\delta)}{N_0 \pi\delta}. \qquad (3)$$

Для энергий налетающих частиц, превышающих 11 *Мэв*, эффективное сечение взаимодействия равно:

$$\sigma = 2\pi R^2, \qquad (4)$$

где R – радиус ядра атома мишени. В результате опытов было установлено, что R = (1,3÷1,4) $10^{-15}\, A^{1/3} м$, где A – массовое число ядра.

Обычно закон радиоактивного поглощения (2) записывают в виде:

$$N = N_0 l^{-\mu x}, \qquad (5)$$

где $\mu = n \cdot \sigma$ – коэффициент поглощения, равный $\frac{dN}{Ndx}$ – доля поглощаемых частиц, приходящаяся на единичную толщину поглощающего слоя. При отсутствии источника излучения за время опыта счетчик регистрирует $N_ф$ частиц, связанных с космическим излучением и излучением отдельных предметов, поскольку в них в различных количествах присутствуют радиоактивные изотопы. Так, например, в состав мышечной ткани человека входит изотоп радиоактивного калия и т.д. Поэтому в (5) при определении N необходимо каждый раз вычитать $N_ф$. Из трех основных видов излучения α, β, γ в данной работе определяется коэффициент поглощения β - излучения.

Порядок выполнения работы:

1. Включить в сеть пересчетное устройство и нажать клавишу «сеть».

2. Нажать кнопки «*N*», «однократно», «311» (чтобы через 311 *с* счет автоматически прекратился).

3. Проверить, чтобы все остальные кнопки пересчетного устройства были в не нажатом положении.

4. Измерить количество импульсов фонового излучения за 311 *с*, нажав кнопку «пуск», и снять показания прибора $N_ф$, затем нажать кнопку «сброс».

5. Повторить пункт 4 ещё 3 раза и найти среднее значение $N_ф$.

6. Поставить источник излучения на предметный столик к счетчику и 3 раза измерить по пункту 4 число импульсов N_0.

7. Поместить между источником излучения и счетчиком одну пластину толщиной $x = 7$ *мм* и вновь 3 раза найти число импульсов $N_1(x)$.

8. Повторить пункт 7 вначале для двух пластин, толщиной 14 *мм*, затем для трех. Заполнить таблицу:

Таблица 1.

№ n/n	N_1	N_2	N_3	$N_ф$	N_0
1					
2					
3					

среднее значение					

9. Построить график зависимости $\ln(N - N_{\phi})$ от x, где x – суммарная толщина слоя.

11. По тангенсу угла наклона этого графика найти:

$$\mu = \frac{\ln(N_2(x_2) - N_{\phi}) - \ln(N_1(x_1) - N_{\phi})}{x_2 - x_1}.$$

11. Построить график зависимости числа поглощаемых частиц:

$$N' = N_0 - N(x) \text{ от } x.$$

12. Сделать на основе найденной величины μ оценку значения $\sigma = \frac{\mu}{n}$. Здесь n можно рассчитать по формуле: $n = \frac{N}{V} = \frac{\nu N_A}{V} = \rho \frac{N_A}{M}$, где ρ и M – плотность и молярная масса железа (ρ = 7811 *кг/м*^{3}, M = $56 \cdot 11^{-3}$ *кг/моль*). Полученное таким образом значение σ лучше всего подходит для потока нейтральных частиц на ядра атомов мишени.

Контрольные вопросы:

1. Структура и основные характеристики атомного ядра.
2. Энергия связи. «Прочность» ядра. Энергетическая возможность распада тяжелых и синтеза легких ядер.
3. Явление радиоактивности, α - распад, β - распад и его виды.
4. Прохождение излучения через вещество. Физические процессы, происходящие при прохождении через вещество:

а) тяжелых заряженных частиц;

б) легких заряженных частиц;

в) нейтральных частиц.

5. Методы регистрации заряженных и незаряженных частиц.
6. Цепная реакция деления ядер. Критическая масса.
7. Ядерный реактор. Проблемы энергетики.
8. Энергия звезд. Ядерные реакции, законы сохранения.

Лабораторная работа №77
Изучение статистических закономерностей радиоактивного распада при помощи счетчика Гейгера-Мюллера

Цель работы: ознакомиться со статистическими методами обработки данных, экспериментально проверить возможность применения распределения Пуассона для описания процессов радиоактивного распада.

Оборудование: пересчетное устройство, радиоактивный препарат, счетчик Гейгера-Мюллера.

Теоретическое введение

В естествознании середины XIX века были сформулированы законы, предсказания которых являются не определенными, а только вероятными. Свое название эти законы получили от характера той информации, которая была использована для их формулировки. Вероятностными они назывались потому, что заключения, основанные на них, не следуют логически из имеющейся информации, а потому не являются достоверными и однозначными. Поскольку сама информация при этом носит статистический характер, часто такие законы называют также статистическими. Представления о закономерностях особого типа, в которых связи между величинами неоднозначны, впервые ввел Дж. Максвелл в 1859 г.

Многочисленные физические и химические опыты приводили к выводу, что в принципе невозможно не только проследить изменения импульса или положения одной молекулы на протяжении большого интервала времени, но и точно определить импульсы и координаты всех молекул газа в данный момент времени. Их следует рассматривать как случайные величины, которые в данных макроскопических условиях могут принимать различные значения, подобно тому, как при бросании игральной кости может выпасть любое число очков от 1 до 6. Предсказать, какое число очков выпадет при данном бросании кости, нельзя. Но вероятность выпадения, например, 5, можно подсчитать.

На фоне множества случайных событий обнаруживается определенная закономерность, выражаемая числом. Это число – вероятность события – позволяет определять статистические средние

значения (сумма отдельных значений всех величин, деленная на их число). Так, если бросить кость 300 раз, то среднее число выпадения пятерки будет равно 300·1/6 = 50 раз. Причем совершенно безразлично, бросать одну и ту же кость или одновременно бросить 300 одинаковых костей.

Случайные величины могут быть дискретными, т.е. принимать конечное число значений и непрерывными.

Распределение вероятностей дискретных величин обычно изображается в виде ступенчатой диаграммы (гистограммы). Каждый столбик гистограммы определяет вероятность события, при котором случайная величина принимает значение в пределах от X до X + а, где а – ширина интервала гистограммы.

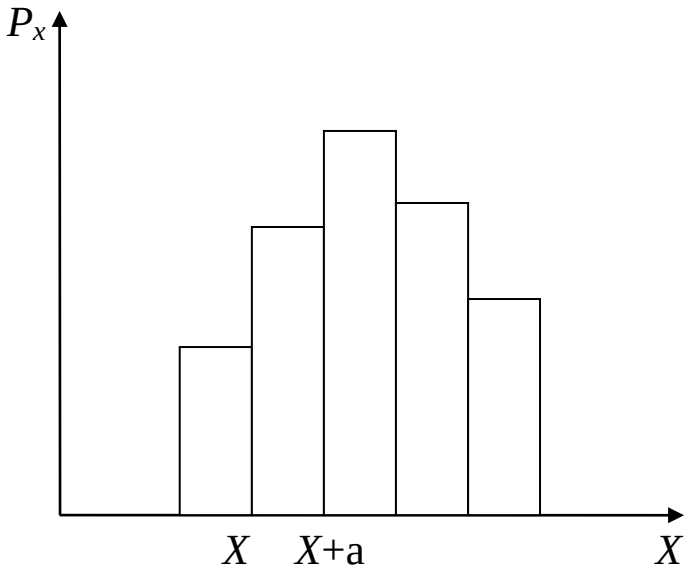


Рис 1. Гистограмма

Примерами статистических распределений непрерывно изменяющихся величин являются закон распределения Максвелла молекул идеального газа по скоростям, закон распределения Больцмана по концентрациям частиц в силовом поле. Сюда также можно отнести и закон изменения со временем числа ядер радиоактивного вещества.

Количество ядер dN, распадающихся за промежуток времени dt, пропорционально числу N не распавшихся ядер:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \qquad (1)$$

где λ – характерная для радиоактивного вещества константа, называемая постоянной распада. Знак минус показывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада убывает.

После интегрирования получим **закон радиоактивного распада:**

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (2)$$

где N_0 – количество ядер в начальный момент времени, N – число не распавшихся ядер в момент времени t. Таким образом, число не распавшихся ядер убывает со временем по экспоненциальному закону.

Продолжительность жизни радиоактивных ядер принято характеризовать периодом полураспада, то есть промежутком времени, за который число радиоактивных ядер уменьшится вдвое. Тогда:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \text{ откуда } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}. \qquad (3)$$

Периоды полураспада для радиоактивных ядер колеблются от долей секунды до многих миллиардов лет.

Удобнее наблюдать число ядер, распавшихся к моменту t. Из (2) следует, что

$$N_{рас} = N_0 - N = N_0\left(1 - e^{-\lambda t}\right). \qquad (4)$$

Наиболее вероятное число распадов за одно и то же время t постоянно убывает. Действительное количество распадов за одно время t практически всегда отличается от его наиболее вероятного значения $N_{рас}$. Если период полураспада велик, λ мала, то скорость убывания распада $dN_{рас}/dt$ за конечные интервалы времени практически не меняется. Тогда отклонения количества распадов от наиболее вероятных их значений $N_{рас}$ будут ощутимыми, а число распадов за равные последовательные промежутки времени $t = t/n$ будет флуктуировать. Число распадов в каждом из этих промежутков предсказать нельзя, но для любого из них можно найти вероятность $P(m)$ того, что в нём произойдет m распадов. Количество этих распадов за равные промежутки времени является дискретной случайной величиной, подчиняющейся распределению Пуассона:

$$P(m) = \frac{X^m}{m!} e^{-x}, \qquad (5)$$

где X – параметр распределения или среднее арифметическое значение изменяющейся величины, e – основание натурального логарифма, m – текущее значение величины.

Порядок выполнения работы:

1. Настроить счетчик на автоматический подсчет импульсов за 3-х сек. промежутки, нажав кнопки “сеть”, “3”, “N”. При этом через каждые 3 сек. подсчёт импульсов автоматически прекращается, а затем начинается вновь.

2. Произвести 50 измерений фона радиоактивного излучения и найти среднее число фоновых (без радиоактивного препарата) распадов $\langle m_ф \rangle = \sum_{i=1}^{50} m_{iф} \Big/ 50$.

3. Поместить радиоактивный препарат перед счетчиком и произвести n = 250 измерений распадов по 3 сек. Для каждого найти величины $m_n - \langle m_ф \rangle = m_i$ и заполнить таблицу 1. При этом $\langle m_ф \rangle$ округлить до целого числа.

Таблица 1.

n	m_n	$m_i = m_n - \langle m_ф \rangle$

4. Найти минимальное и максимальное значение m_i. Разбить область от $m_{i\min}$ до $m_{i\max}$ на подобласти. Затем подсчитать количество распадов в каждой подобласти и найти экспериментальную вероятность $P_э(m_i)$, для чего количество распадов из каждой подобласти необходимо разделить на общее число измерений, т.е. на 250. После этого заполнить таблицу 2.

Таблица 2.

подобласти	количество распадов	вероятность $P(m_i)$

5. Представить полученные результаты в виде гистограммы. Для этого построить график зависимости $P_э(m_i)$ от $m_{i\min}$ до $m_{i\max}$. Нанести на тот же график зависимость $P(m)$, рассчитанную по

формуле Пуассона (5), где X будет представлять собой среднее арифметическое значение всех значений m_i.

Контрольные вопросы:

1. Сформулируйте основной закон радиоактивного распада. Что такое период полураспада?
2. Каким образом можно представить распределение вероятностей случайных величин? Что описывает формула Пуассона?
3. Какие существуют методы регистрации и наблюдения заряженных частиц?
4. Расскажите о способах защиты от излучения. Что такое дозиметрия? В чем заключается механизм физиологического действия излучения и меры безопасности при работе с радиоактивным излучением?
5. Расскажите о ядерных и термоядерных исследованиях в настоящее время.
6. Какие существуют модели атомов и ядер?

Лабораторная работа №78
Исследование явления дисперсии света в монохроматоре

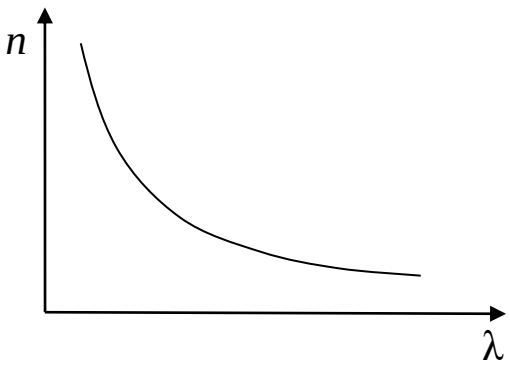
***Цель работы*:** проградуировать призменный монохроматор, измерить средние значения длин волн в спектре лампы накаливания и определить спектральную избирательность светофильтров.

***Приборы и принадлежности*:** монохроматор УМ-2 (призменный спектрограф), ртутная лампа, неоновая лампа, лампа накаливания, набор светофильтров.

Теоретическое введение

Явление зависимости показателя преломления вещества от длины волны называют *дисперсией света* $n = f(\lambda_0)$, где λ_0 – длина волны в вакууме.

Дисперсией вещества называют производную n по λ_0 $\left(\frac{dn}{d\lambda_0}\right)$.



Для всех прозрачных сред в области видимого света с увеличением длины волны λ_0 показатель преломления n уменьшается: $\frac{dn}{d\lambda_0} < 0$ $\left(\frac{dn}{d\omega} > 0\right)$. Такой характер зависимости $n(\lambda_0)$ носит название *нормальной дисперсии.*

Если вещество поглощает часть спектра, то в области поглощения и вблизи нее ход дисперсии обнаруживает аномалию: на некотором участке более короткие волны преломляются меньше чем длинные, т.е. $\frac{dn}{d\lambda_0}$>0. Такой ход зависимости n от λ_0 называется *аномальной дисперсией*. Среды, в которых скорость световой волны зависит от λ_0, называются *диспергирующими.*

Элементы Фурье-оптики. Групповая скорость

В большинстве случаев свет распространяется не в виде плоской монохромной волны $E = A\cos(\omega t - kx + \alpha)$, где $\upsilon = \frac{\omega}{k}$ – фазовая скорость, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор, а в виде суперпозиции волн, которые практически не отличаются по частоте. Такая суперпозиция волн называется *волновым пакетом* или *группой волн*.

Согласно теореме Фурье световой импульс, используемый для передачи сигнала, можно представить как наложение волн, частоты которых заключены в некотором интервале $\Delta\omega$. В фиксированный момент времени пакет имеет длину Δx. В пределах длины пакета волны в различной степени усиливают друг друга, а вовне – гасят. Расчеты показывают, что чем меньше ширина пакета, тем больший интервал частот $\Delta\omega$ требуется для его описания. Имеет место соотношение $\Delta x \Delta k \approx 2\pi$.

В диспергирующей среде, в отличие от недиспергирующей, пакет с течением времени расплывается, ширина его увеличивается из-за разных фазовых скоростей, составляющих его волн. Если дисперсия невелика, то пакет расплывается медленно и пакету можно приписать скорость, с которой перемещается центр пакета, точка с максимальным значением *E*. Эту скорость называют *групповой скоростью*:

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \qquad (1)$$

Из этого, так как $\omega = \upsilon k$, получим: $u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\upsilon k)}{dk} = \upsilon + k\frac{d\upsilon}{dk}$. Так как k – функция λ, то $\frac{d\upsilon}{dk} = \frac{d\upsilon}{d\lambda}\frac{d\lambda}{dk}$. Учитывая, что $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, $\frac{d\lambda}{dk} = -\frac{2\pi}{k^2} = -\frac{\lambda}{2}$, поэтому $\frac{d\upsilon}{dk} = -\frac{d\upsilon}{d\lambda}\cdot\frac{\lambda}{k}$. Следовательно, групповая скорость может быть записана:

$$u = \upsilon - \lambda\frac{d\upsilon}{d\lambda}. \qquad (2)$$

В зависимости от значения $\frac{d\upsilon}{d\lambda}$ групповая скорость может быть больше или меньше фазовой. Понятие групповой скорости применимо только при условии, что поглощение энергии в данной

среде невозможно. В области аномальной дисперсии поглощение очень велико и понятие групповой скорости не применимо.

Элементарная теория дисперсии

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ Для большинства прозрачных сред μ = 1, поэтому $n = \sqrt{\varepsilon}$. Отсюда выявляются некоторые противоречия: величина *n*, являясь переменной, остается в то же время равной определенной постоянной. Кроме того, значения *n*, получаемые из этого выражения, не согласуются с опытом. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном поле волны.

Под действием поля *E* световой волны электронные оболочки атомов деформируются. Они становятся диполями с моментами $p = -ex$, где *e* – заряд электрона, *x* – смещение электрона. Если в единице объема *N* атомов, то дипольный момент: $P = N\,p = -Nex$.

Зная *P*, можно вычислить ε среды:

$$\varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \qquad (3)$$

Найдем смещение электрона *x* под действием внешнего поля волны. В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только оптические электроны, наиболее слабо связанные с ядром атома.

Уравнение вынужденных колебаний электрона запишем на основании 2-го закона Ньютона: $\sum \vec{F} = m\vec{a}$. Учтем, что на электрон будут действовать силы:

4. Квазиупругая сила, возвращающая (удерживающая) электрон в состоянии покоя $F = -kx$.
5. Сила трения излучения $F = -rV$
6. Внешняя периодическая сила $F = -eE$, где $E = E_0 \cos(\omega t + \alpha)$, тогда

$$-kx - rV - eE = ma,\ V = \dot{x},\ a = \ddot{x} \quad \text{или}$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = -eE_0 \cos(\omega t + \alpha). \qquad (4)$$

Пренебрежем для простоты расчетов силой трения излучения: $\ddot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0}{m}\cos(\omega t + \alpha)$, где $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – собственная частота колебаний электрона.

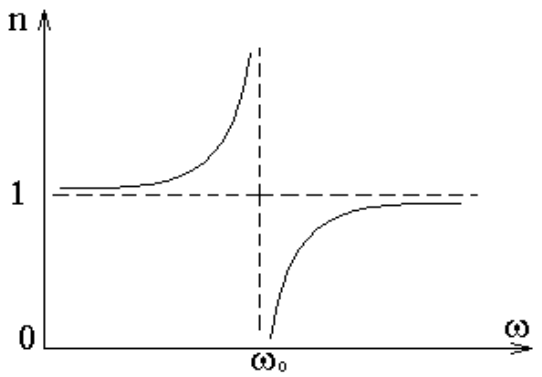
Из механики известно, что решением этого дифференциального уравнения является выражение:

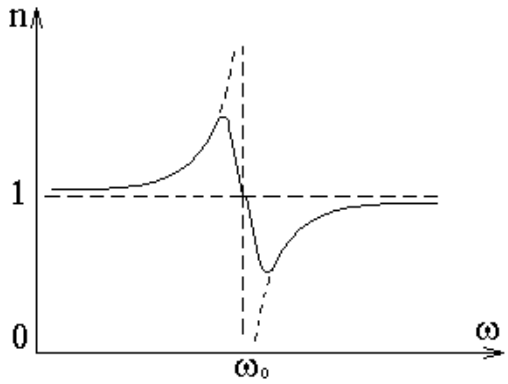
$$x = A\cos\omega t, \qquad (5)$$

где $A = \frac{-\frac{e}{m}E_0}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}$ – амплитуда вынужденных колебаний электрона. Подставляя (5) в (3), окончательно получим:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m}\frac{1}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}. \qquad (6)$$

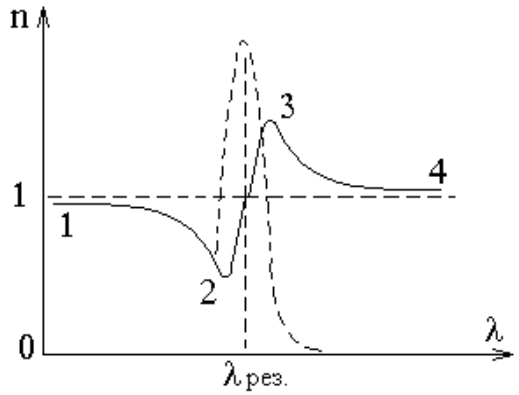
Из (6) следует, что при приближении частоты электромагнитной волны ω к собственной частоте электронов в молекуле справа и слева показатель преломления стремится к $-\infty$ или $+\infty$, соответственно. Это происходит потому, что мы пренебрегли трением излучения. Учет этой силы несколько меняет характер зависимости.





Таким образом, вблизи собственной частоты функция $n = f(\omega)$ терпит разрыв, в этой области наблюдается сильное поглощение электромагнитных волн.

При переходе от $n = f(\omega)$ к $n = f(\lambda)$, получим зависимость несколько иного вида. Пунктирная кривая характеризует поглощение света в области данной длины волны $\lambda_{рез}$. Участки 1-2 и 3-4 – нормальная дисперсия: n убывает с ростом λ и $\frac{dn}{d\lambda} < 0$. На участке 2-3 наблюдается аномальная дисперсия $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ и n растет с ростом λ. Кроме того, легко заметить, что на участке 1-2 $n < 1$, следовательно, фазовая скорость волны будет больше скорости света в данной среде. Это не противоречит теории относительности, поскольку υ – фазовая скорость, с которой энергия (а значит и масса) не переносится, как и информация.



Если учесть все заряды атомов, то из (6) получим:

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2}{m\left(\omega_{0i}^2 - \omega^2\right)}. \qquad (5)$$

Здесь суммирование производится по всем видам зарядов. Таким образом, аномальная дисперсия объясняется резонансным поглощением световой волны. Более детальным является расчет дисперсии на основе квантово-механической теории, согласно которой ω_0 принимает дискретный набор значений. Исследуя $n(\omega)$, и, находя из опыта частоты ω_0, можно получить ценную информацию о

структуре и свойствах электронных оболочек атомов и молекул вещества.

Таким образом, зависимость $n(\omega)$ или $n(\lambda)$ для белого света можно использовать, чтобы определить спектральный состав света. Для этого лучше всего взять узкий пучок света и направить его на призму. Тогда при одном и том же угле падения всех длин волн (частот) углы преломления, а значит и расположение их на экране будет упорядоченным. Такой прибор называют призменным монохроматором, поскольку он позволяет получать свет нужной длины волны или частоты. Его можно использовать для определения длин волн источников излучения, качественного и количественного спектрального анализа оптически прозрачных сред.

Прибор состоит из источника света, который направляется на входную щель с колпаком, а затем на входной объектив и диспергирующую призму. Призму можно поворачивать с помощью барабана с нанесенными на него делениями N со шкалой. Она фокусирует свет на выходную щель. Затем свет через линзу попадает в глаз наблюдателя. Перемещение этой линзы можно определять с помощью шкалы нониусов, а осуществлять – специальным винтом, установленным на объективе.

Порядок выполнения работы:

Задание №1. Проградуировать монохроматор.

1. Установить ртутную лампу на расстоянии порядка 45 *см* от плоскости входной щели прибора, включить источник питания тумблером «сеть», а затем кратковременным нажатием кнопки «пуск» возбудить свечение паров ртути. Рабочий режим лампы устанавливается через 10 ÷ 15 *мин*. Снятие кожуха лампы и защитного стекла категорически запрещается во избежание поражения осколками стекла (при ее взрыве) и ожога глаз из-за интенсивности ультрафиолетового излучения.

2. Фокусировкой линзы, которую необходимо установить на оптическую скамью прибора между ртутной лампой и входной щелью, добиться равномерного освещения центральной части защитного колпачка щели.

3. Снять защитный колпачок и сфокусировать окуляром изображение щели в поле зрения. Размер и форма щели задается экспериментатором передвижением «ласточкиного хвоста» в

специальном отверстии по направляющим окуляра возле входной щели.

4. Вращением барабана поворотного устройства дисперсионной призмы прибора совместить изображение центра спектральной линии с указателем зрительной трубы. Найти *N* для данной линии по барабану, результат занести в таблицу 1.

5. Произвести измерения величин *N* для всех спектральных линий ртути, указанных в таблице 1 не менее двух раз.

6. Используя данные таблицы 1, построить градуировочный график монохроматора: дисперсионную кривую λ(*N*) в диапазоне длин волн от 4000 Å до 7000 Å (1 Å = 10^{-10} *м*).

Таблица 1.

N n/n	Цвет линии	Относительная яркость	Длина волны, Å	N_1	N_2	‹N›
1	ярко-красная	4	6907			
2	красно-оранжевая	5	6234			
3	красно-оранжевая	4	6123			
4	оранжевая	4	6072			
5	желтая	10	5790			
6	желтая	10	5769			
7	ярко-зеленая	10	5460			
8	темно-зеленая	10	4916			
9	ярко-синяя	10	4358			
10	синяя	6	4347			
11	синяя	6	4339			
12	фиолетовая	5	4108			
13	фиолетовая	7	4077			
14	фиолетовая	7	4046			

Задание №2. Измерить длины волн всех цветов сплошного спектра неоновой лампы.

1. На оптической скамье заменить ртутную лампу лампой накаливания и провести измерения длин волн выбранных семи цветов спектра согласно пунктам 2 ÷ 5 задания 1.

2. Произвести измерения величин N для середины каждого цвета сплошного спектра (красного, оранжевого, желтого, зеленого, голубого, синего, фиолетового) 2 раза. Результаты занести в таблицу 2.

3. Заменить на оптической скамье лампу накаливания неоновой лампой и проделать измерения, как и для лампы накаливания (п. 2 ÷ 5 зад.1)

4. Произвести измерения величин N для каждой линии неона, указанных в таблице 2, не менее двух раз и результаты занести в таблицу 2.

5. По градуировочному графику $\lambda(N)$ определить длины волн сплошного спектра и спектральных линий неона и занести их в таблицу 2.

Таблица 2.

N n/n	Химический элемент	Цвет линии	Относительная яркость	Длина волны, Å	N_1	N_2	‹N›
1	Лампа накаливания	красная					
2		оранжевая					
3		желтая					
4		зеленая					
5		голубая					
6		синяя					
7		фиолетовая					

Задание №3. Оценить полосу пропускания интерференционного светофильтра.

1. Перед входной щелью монохроматора поместить лампу накаливания, дающую сплошной спектр излучения.

2. Поставить на пути светового луча светофильтр и провести визирование левой и правой границы полосы пропускания светофильтра по уровню половинной максимальной интенсивности, записывая соответствующие показания номера барабана в таблицу 3. Измерения произвести для нескольких светофильтров.

Таблица 3.

N	Цвет	$N_{лев}$	$N_{прав}$	$\langle N_{лев}\rangle$	$\langle N_{прав}\rangle$	$\lambda_{лев}$	$\lambda_{прав}$	$\Delta\lambda$

n/n	светофи льтра							
1								
2								
3								

3. По графику $\lambda(N)$ определить соответствующие длины волн и полосу пропускания светофильтра $\Delta = /\lambda_{лев} - \lambda_{прав}/$

4. Определить относительную ширину пропускания светофильтра $\Delta\lambda/\lambda$.

Контрольные вопросы:

1. Какова оптическая схема монохроматора? В чем суть его градуировки?
2. Что такое дисперсия света? Виды дисперсии.
3. Элементарная электронная теория дисперсии света.
4. Что такое групповая скорость? Фазовая скорость?
5. Абсолютный и относительный показатель преломления вещества. Каков физический смысл абсолютного показателя преломления вещества?
6. Что такое преломляющий угол призмы? Ход лучей в призме.
7. В чем суть качественного и количественного спектрального анализа? Как его можно проводить на призменном монохроматоре?
8. В чем отличие дисперсионного спектра от дифракционного?
9. Почему при переходе от одной спектральной линии к другой необходимо каждый раз фокусировать окуляр монохроматора?

Лабораторная работа № 79
Определение постоянной Планка и энергии активации вещества по поглощению света.

Цель работы: определить постоянную Планка и энергию активации вещества.

Приборы и принадлежности: монохроматор, ртутная лампа, источник белого света, кюветы с исследуемым веществом.

Порядок выполнения работы:

Задание 1. Перед выполнением работы ознакомиться с описанием монохроматора УМ-2 и способом его градуировки (л.р. № 78)

Задание 2. Построить градуированную кривую монохроматора (либо по указанию преподавателя получить её в готовом виде).

Задание 3.

3.1. На место ртутной лампы поместить лампу накаливания, дающую сплошной спектр испускания.

3.2. Между щелью монохроматора (очень узкой) и лампой накаливания установить стеклянную кювету с раствором хромпика толщиной не более 1 см.

3.3.Найти (три раза) отсчёт по барабану N_{mi} , отвечающий частоте V_{mi} края поглощения и по градуированной кривой определить длину волны λ.

3.4. Рассчитать постоянную Планка h по формуле $h=E/N_oV_m$, где энергия активации для раствора $K_2G_2O_7$

$E=2{,}228*10^8$ Дж/К моль , $N_o=6{,}02*10^{26}$ К моль$^{-1}$, а затем <h> по измеренным <λ> и значениям E и $c=3*10^8$ м/с.

3.5 Определить абсолютную и относительную погрешность измерения, записав результаты в виде h=<h> ±Δh.

3.6. По найденному значению постоянной Планка <h>, по N_o и, определенной из опытов λ, для другого предложенного раствора, вычислить энергию активации E.

3.7. Определить относительную и абсолютную погрешность измерений, представив результат в виде E=<E> ± ΔE

3.8. Результаты измерений по данному заданию предлагается свести в самостоятельно разработанную таблицу.

Контрольные вопросы

1. Какова оптическая схема монохроматора? В чём суть принципа его градуировки?
2. Что такое дисперсия света? Элементарная электронная теория дисперсии света?
3. Что называется абсолютным и относительным показателями предомления вещества? Каков физический смысл показателя преломления?
4. Что такое преломляющий угол призмы? Ход лучей в призме?
5. Каковы разновидности спектров? В чём суть спектрального анализа? Его практическое применение.
6. Механизмы излучения и поглощения света по квантовой теории.
7. В чём отличие дисперсионного спектра от дифракционного?
8. Почему при переходе от одной спектральной линии к другой необходимо каждый раз фокусировать объектив монохроматора?
9. В чём сущность метода расчёта постоянной Планка по наблюдению спектра поглощения?
10. Каков ход работы по наблюдению спектров пропускания и поглощения?

Лабораторная работа № 84
Исследование поглощения света

***Цель работы*:** научиться использовать явление поглощения света для определения коэффициентов пропускания, оптической плотности жидких и твердых тел, а также концентрации веществ в растворах.

***Принадлежности*:** колориметр фотоэлектрический КФК-2 с набором светофильтров, кюветы с раствором.

Теоретическое введение

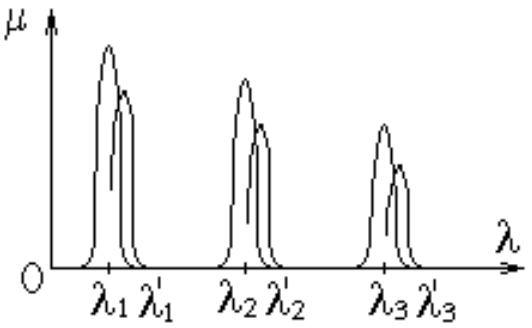
При прохождении световой волны через вещество, некоторая часть энергии волны затрачивается на возбуждение колебаний электронов. Частично эта энергия возвращается излучению в виде вторичных волн, порождаемых электронами, частично переходит в тепло, т.е. в энергию движения атомов. Таким образом, интенсивность света уменьшается – свет поглощается.

Если I_0 – интенсивность света, падающего на поверхность прозрачного слоя толщиной l, а I – интенсивность света, вышедшего из вещества, то уменьшение интенсивности в слое dx: $dI = -\mu I dx$, где μ – линейный коэффициент поглощения, зависящий от природы вещества и длины волны света λ, а знак “-“ показывает, что с увеличением толщины поглощающего слоя, интенсивность прошедшего света уменьшается.

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = -\int_{0}^{l} \mu dx, \ \ln I - \ln I_0 = -\mu l$$

$$I = I_0 e^{-\mu l} \ \text{– закон Бугера}. \qquad (1)$$

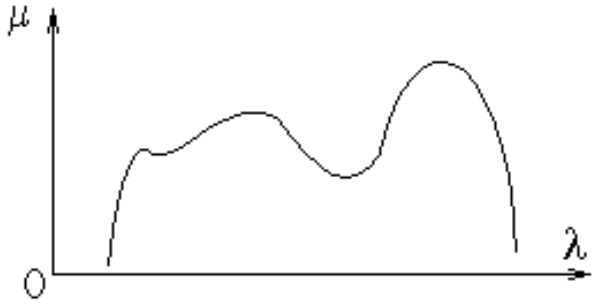
При $l = 1/\mu$ интенсивность $I = I_0/2{,}72$. Таким образом, численное значение α показывает, что при толщине слоя $1/\mu$ интенсивность волны падает в 2,72 раза.



Зависимость $\mu(\lambda)$ определяет спектр поглощения данного вещества. Вещества в парообразном состоянии поглощают свет только в

тех областях, в которых частота падающей волны будет равна собственной частоте колебаний электронов внутри атомов (атомы не взаимодействуют друг с другом). В результате образуется линейчатый спектр поглощения.

В твердых телах, жидкостях и газах при высоких давлениях атомы не изолированы, они взаимодействуют друг с другом, поэтому полосы поглощения расширяются и сливаются в сплошной спектр. Резонансные частоты уже почти не разделены интервалами.



Для металлов $\mu \sim 10^6 м^{-1}$, что обусловлено наличием у них свободных электронов. Электроны колеблются под действием поля волны, образуя быстропеременные токи. В итоге энергия света переходит в джоулево тепло и наблюдается полное поглощение света, поэтому металлы являются непрозрачными для света.

Чаще всего для характеристики плоскопараллельного слоя исследуемого вещества применяют коэффициент пропускания τ, представляющий собой отношение интенсивностей прошедшего и поглощенного света. Этот коэффициент учитывает как потери света внутри вещества, так и потери за счет отражений от поверхности слоя. Расчет показывает, что в случае плоскопараллельного слоя оптически однородного вещества:

$$\tau = (t - r)^2 e^{-\mu l}, \qquad (2)$$

где r – коэффициент отражения каждой поверхности, l – толщина слоя.

Как и μ, коэффициент τ зависит от природы вещества и длины волны света λ. Зависимость τ(λ) характеризует спектр пропускания данного слоя вещества. Чтобы определить коэффициент поглощения μ по формуле (2), надо знать не только τ, но и толщину слоя и r. Роль отражения можно исключить, если взять два образца из одинакового вещества, но разной толщины l. Тогда отношение коэффициентов светопропускания этих образцов будет зависеть только от произведения μ на разность их толщины. Сократив коэффициент перед экспонентой, получим:

$$\mu = \frac{\ln(\tau_2/\tau_1)}{l_1 - l_2} \qquad (3)$$

В качестве меры поглощения света используется также оптическая плотность:

$$D = \lg\frac{I_0}{I} = \lg e^{\mu l} = \lg\frac{1}{\tau} = 2 - \lg\tau_{\%}, \qquad (4)$$

где $\tau_{\%} = \tau \cdot 100\,\%$. Таким образом, величины μ, *r*, *D* определяются опытным путем на основе нахождения значения τ.

В лабораторной работе исследование поглощения света проводится при помощи фотоэлектрического колориметра КФК-2. Колориметрия (от латинского *color* - цвет и греч. *metréo* - измеряю) – группа фотометрических методов количественного анализа, направленных на определение концентрации вещества в окрашенном растворе путем измерения количества света, поглощенного этим раствором.

Действие колориметра основано на свойстве окрашенных растворов поглощать проходящий через них свет тем сильнее, чем выше в них концентрация окрашивающего вещества. Все измерения с помощью колориметра производятся в монохроматическом свете того участка спектра, который наиболее сильно поглощается данным веществом в растворе (и слабо – другими компонентами раствора). Поэтому колориметры снабжаются набором светофильтров; применение различных светофильтров с узкими спектральными диапазонами пропускаемого света позволяет определять по отдельности концентрации разных компонентов одного и того же раствора.

Принцип измерения коэффициента пропускания при помощи колориметра КФК-2 состоит в том, что на фотоприемник направляются поочередно световые потоки I_0 и *I*, а затем определяется их отношение. Для нахождения этого отношения вначале в световой поток помещают кювету с растворителем или контрольным раствором. Изменяя чувствительность колориметра нужно добиться, чтобы отсчет по шкале коэффициентов пропускания колориметра был равен 100. То есть полный световой поток I_0 условно принимается равным 100%. Затем в световой пучок помещают кювету с исследуемым раствором. Полученный отсчет по шкале коэффициентов пропускания будет соответствовать *I*, то есть будет равен τ_2. Затем по (4) находим *D*, и поочередно подставляя в

светопоток колориметра кюветы с одинаковыми по составу растворами, но разными длинами l_1 и l_2, аналогично определяем τ_1 и τ_2, а затем по (3) величину μ в том или ином диапазоне длин волн в зависимости от выбранного светофильтра. Концентрацию же раствора можно найти по *D*, используя градировочную кривую, построенную по нескольким значениям *D* для растворов с известными (заданными) концентрациями.

Порядок выполнения работы:

1. Ознакомиться с расположением ручек управления на передней панели колориметра. Слева находится переключатель светофильтров, вмонтированных в диск. Рабочее положение каждого диска фиксируется и имеет маркировку. Так 1-й диск-светофильтр максимально пропускает свет с λ = 315 нм (с полосой 35 ± 15нм); 2-й = 364 (25 ± 10); 3-й = 400 (45 ± 10); 4-й =440 (40 ± 15); 5-й = 490 (35 ± 10);6-й =540 (25 ± 10); 7-й =590 (25 ± 10); 8-й =670 (20 ± 5); 9-й = 750 (20 ± 5); 10-й = 870 (25 ± 5); 11-й = 990 (25 ± 5нм). Каждый из этих светофильтров имеет свой максимальный коэффициент пропускания. Внизу в центре расположен переключатель кювет 1 и 2, фиксирующий светопучки на них в соответствующих крайних положениях этого переключателя. Над ним находится крышка кюветного отделения, при её открытии шторка закрывает окно перед фотоприемниками, измеряющими интенсивность света с выводом сигнала на шкалу регистрирующего прибора, оцифрованную в единицах коэффициента пропускания τ и оптической плотности *D*. Переключение фотоприемников осуществляется ручками справа («чувствительность» и «установка 100 грубо»). Кюветы устанавливаются в кюветодержатель, который помещают под крышку кюветного отделения.

2. Подготовить прибор к работе. Для этого колориметр включить в сеть за 15 минут до начала измерений. Во время прогрева кюветное отделение должно быть открыто.

3. Зафиксировать рукояткой нужный цветовой светофильтр 4-й =440 (40 ± 15); 5-й = 490 (35 ± 10).

4. Установить минимальную чувствительность колориметра. Для этого ручку «чувствительность» установить в положение «1», а ручку «установка 100 грубо» в крайнее левое положение.

5. Перед измерениями и переключением фотоприемника проверить установку стрелки колориметра «0» по шкале коэффициента пропускания Т при открытом кюветном отделении (крышка поднята вверх). При смещении стрелки от нулевого положения, ее подводят к нулю с помощью потенциометра НУЛЬ.

6. В пучок поместить кювету с растворителем или контрольным раствором, по отношению к которому производятся измерения, а также с исследуемым раствором.

7. Закрыть крышку кюветного отделения.

8. Ручками «чувствительность», «установка 100 грубо» и «точно» установить отсчет 100 по шкале прибора. Ручка «чувствительность» может при этом находиться в одном из трех положений - «1», «2» или «3».

9. Затем поворотом рукоятки переключить светопоток на кювету с исследуемым раствором.

10. Снять отсчет по шкале колориметра, соответствующий коэффициенту пропускания исследуемого раствора в процентах, или по шкале в единицах оптической плотности.

11 .Измерения проводить 3-5 раз и окончательное значение измерений величины определить как среднее арифметическое из полученных значений.

12. Для определения неизвестной концентрации раствора нужно произвести измерение величины D для него (3-5 раз), а затем по градировочной кривой определить концентрацию C %. На градировочной кривой нанесена зависимость D (C %), построенная для того же светофильтра и кюветы, для которых измеряется оптическая плотность D_x, раствора с неизвестной концентрацией C_x.

13. По окончании работы на колориметре ручки «чувствительность», «установка 100 грубо» привести в крайнее левое положение, затем включить тумблер «сеть».

ПРИМЕЧАНИЕ:

1. Перед каждым измерением кюветы должны тщательно протираться спирта - эфирной смесью. При установке кювет нельзя касаться пальцами их рабочих участков (ниже уровня жидкости в кювете).

2. Наливать жидкость в кюветы нужно до метки на их боковых стенках.

3. Выбор оптимального размера кюветы производятся для раствора средней концентрации (из всех намеченных для измерения). Если для него оптическая плотность составляет 0,3 – 0,5, то при данной кювете ошибка измерений будет минимальной.

4. Светофильтр для работы выбирается так, чтобы длина волны, соответствующая максимуму коэффициента пропускания светофильтра, приходилась на определенный участок спектральной кривой испытываемого раствора. Он находится по экспериментальному графику зависимости $D(\lambda)$ испытываемого раствора и соответствует максимальной величине D.

Контрольные вопросы:

1. Поглощение света, закон Бугера.
2. Спектры поглощения веществ в различных состояниях.
3. Колориметры и колориметрия.
4. В чем состоит принцип измерения коэффициента пропускания при помощи колориметра КФК-2?

Лабораторная работа № 83
Изучение внутреннего фотоэффекта

Цель работы: экспериментально исследовать явление внутреннего фотоэффекта.

Оборудование: фотоэлементы с запирающим слоем, микроамперметр, лампа накаливания, оптическая скамья.

Теоретическое введение

Внутренний фотоэффект в отличие от внешнего связан с явлением фотопроводимости полупроводников. Это явление заключается в перераспределении электронов по энергетическим уровням в конденсированных средах (жидкостях и твердых телах) при поглощении ими световых квантов (фотонов). Поэтому в отличие от внешнего фотоэффекта, который обнаруживается и измеряется по току электронов, выходящих из исследуемой зоны наружу, внутренний фотоэффект обнаруживается обычно по изменению концентрации носителей тока внутри среды, то есть возникновению фотопроводимости или фото-э.д.с. Здесь также один фотон приводит к появлению одного электрона. Этот эффект, неощутимый в металлах, широко используется в полупроводниках и диэлектриках, где он может быть связан как со свойствами основного вещества, так и содержащихся в нем примесей. В первом случае при поглощении фотонов, соответствующих собственной полосе поглощения вещества в нем совершаются переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. Это приводит к появлению добавочных неравновесных дырок в валентной зоне и таких же добавочных электронов в зоне проводимости. Возникает биполярная (n-p) фотопроводимость. Во втором случае в результате поглощения света на примесных центрах электроны с примесных энергетических уровней переводятся фотонами в зону проводимости, или электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни. В результате возникает моно (n или p) фотопроводимость. Так как импульс фотона в сравнении с импульсом электрона, выполнения закона сохранения энергии (уравнение Эйнштейна) и импульса приводит к тому, что переходы электронов с участием только одного фотона оказываются возможными лишь между состояниями, в которых импульс электрона практически один и тот же. Однако этот запрет может нарушаться за

счет взаимодействия электронов или дырок тепловыми колебаниями ионов кристаллической решетки вещества. Это увеличивает число переходов. Исследования зависимости внутреннего фотоэффекта от энергии фотонов позволяют по их минимальной энергии $h\nu_{min}$, еще вызывающей его, определить «оптическую» величину энергетических расстояний между уровнями или зонами, между которыми исследуются переходы. При достаточной интенсивности переходов за счет фотонов и взаимодействия с тепловыми колебаниями ионов решетки определяемая величина этих энергетических расстояний обычно совпадает с её значением, найденным из опытов по термическому возбуждению электронов и дырок. Поэтому величина $h\nu_{min}$ используется как один из основных методов нахождения энергетических промежутков и, в частности, ширины запрещенной зоны в полупроводниках и диэлектриках. Обычно энергия $h\nu_{min}$ при собственном внутреннем фотоэффекте почти на порядок больше, чем при примесном. При достаточно большой энергии фотона дырки и электроны могут приобретать энергию, достаточную для создания новых пар «электрон - дырка». Это явление называется ударной ионизацией. Явление внутреннего фотоэффекта определяет работу таких приборов как фотосопротивления, фотоэлементы с запирающим слоем, преобразователи световой энергии в электрическую, фотодиоды, фототриоды и т.д.

Порядок выполнения работы

1. Установить на оптической скамье осветитель и включить его в сеть.
2. Подключить к фотоэлементу микроамперметр и установить осветитель и фотоэлемент на наибольшем возможном расстоянии друг от друга.
3. Изменяя это расстояние l, исследовать зависимость фототока i_φ фотоэлемента с запирающим слоем от светового потока: $\Phi = (I*S)/l^2$, где I – сила света лампы осветителя, S – площадь фотоэлемента. Затем точно так же исследовать $i_\varphi(\Phi)$ для другого фотоэлемента.
4. Построить графики полученных зависимостей $i_\varphi(\Phi)$ по 12-15 точкам.

5. Определить интегральную чувствительность каждого фотоэлемента по соотношению: $\gamma = i_{\varphi} / \Phi$.

Для этого на прямолинейной части графиков $i_{\varphi}(\Phi)$ взять по три точки и для каждой из них найти **γ**. Затем из трех величин найти среднее **γ**.

6. Рассчитать, используя полученные данные, эффективное значение квантового выхода **К** фотокатода, для обоих фотоэлементов, то есть отношение числа электронов, покидающих поверхность катода, к числу поглощенных фотонов:

$$K = i_{\varphi} * h * \nu_{ж} / \Phi * e ,$$

где **h** – постоянная Планка, **e** – заряд электрона, $\nu_{ж}$ – частота фотонов, соответствующая средним по энергии «желтым» фотонам.

Контрольные вопросы:

1. Сущность внутреннего фотоэффекта (с запирающим слоем)
2. Разновидности внутреннего фотоэффекта (примесный и собственный)
3. Виды фотопроводимостей. Применение внутреннего фотоэффекта
4. Законы сохранения при внутреннем фотоэффекте
5. Фотоэлектрический метод исследования зонной структуры. Понятие о зонной структуре твердых тел
6. Явление ударной ионизации

Лабораторная работа № 86
Изучение свойств лазерного пучка света

Цель работы: научиться экспериментально определять важнейшие параметры светового пучка газового лазера.

Принадлежности: лабораторный оптический комплекс ЛОК-1М с лазером, оптической скамьей, фоторегистратором и набором оптических элементов.

Теоретическое введение

Удобным и зачастую незаменимым источником направленного пучка электромагнитных волн, в том числе и в оптическом (световом) диапазоне частот, являются газовые лазеры.

Принцип действия лазеров основан на использовании индуцированного излучения. При вынужденном переходе электрона в атоме с одного из возбужденных уровней на более низкий энергетический уровень происходит излучение фотона, дополнительного к тому фотону, под действием которого произошел переход. Это дополнительное излучение и называется вынужденным или индуцированным. Направление его распространения совпадает с направлением распространения внешнего излучения, вызвавшего переход, более того, внешнее и вынужденное излучения когерентны (поскольку совпадают частота, фаза и поляризация вынужденного и внешнего излучений). Эта особенность вынужденного излучения лежит в основе действия усилителей и генераторов света, называемых лазерами.

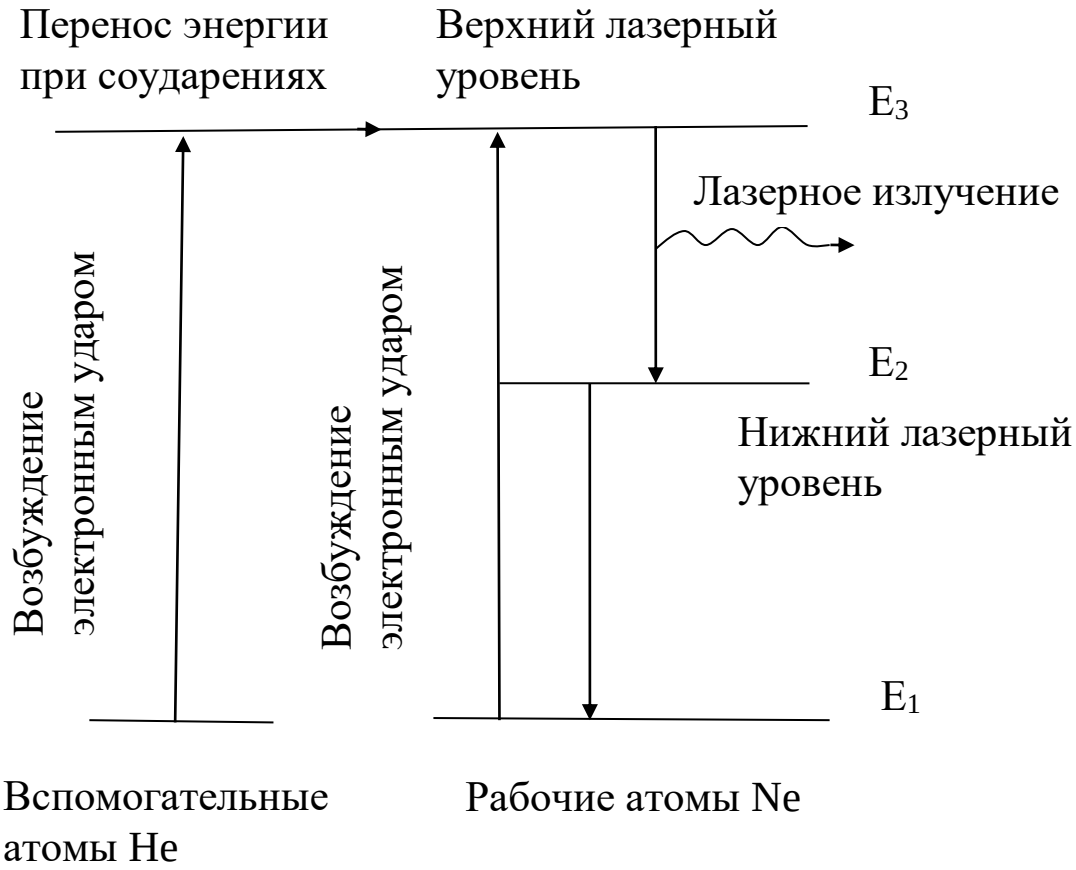
Принцип усиления света предложил в 1940 г. русский физик Фабрикант В. А., а идея использования этого принципа в микроволновом диапазоне электромагнитных колебаний (1953 г.) принадлежит российским ученым Басову Н. Г. и Прохорову А. М. и американским физикам Таунсону Ч. и Веберу Дж.

Лазер представляет собой открытую коллективную систему, способную к обмену энергией с веществом окружающей среды. Лазер состоит из устройства накачки, оптического резонатора и рабочего тела.

В качестве рабочего тела в атомарном лазере используется гелий-неоновая смесь, находящаяся в оптическом резонаторе в виде трубки с зеркальными торцами, один из которых полупрозрачный.

Устройство накачки представляет собой радиочастотный генератор, при работе которого возбуждается тлеющий разряд.

Работа атомарного газового лазера основана на явлении индуцированного излучения в активной среде. В гелий-неоновом лазере активной средой являются атомы неона, получающие энергию от тлеющего разряда. При этом атомы неона переходят с основного энергетического уровня E_1 на верхний возбужденный уровень E_2.



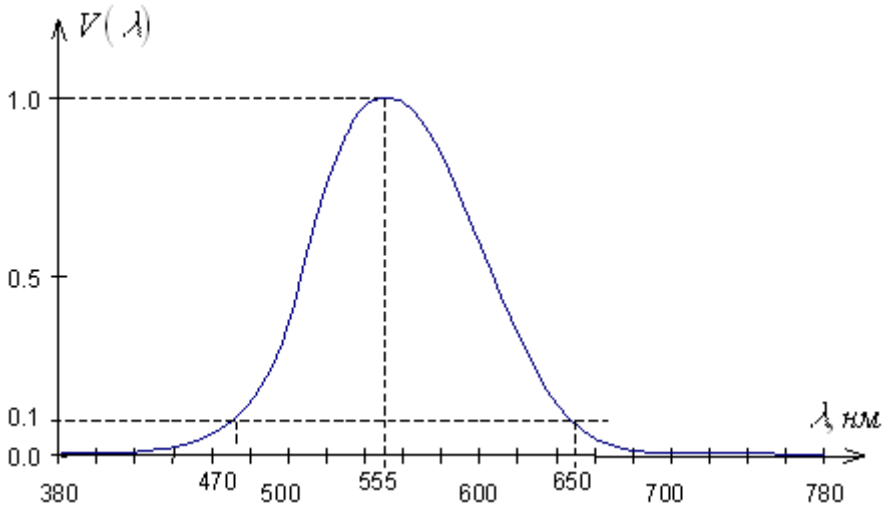
Первый возбужденный уровень атомов гелия совпадает с верхним возбужденным уровнем атомов E_3 неона. Поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона с энергией E_1 происходит передача возбуждения, в результате которой атомы неона перейдут на верхний уровень E_3, а атомы гелия возвратятся в основное состояние. При достаточно большом числе атомов гелия в газовой смеси можно добиться преимущественного заселения уровня неона. Переход с уровня E_3 на уровень E_2 сопровождается лазерным излучением. Когда накачка не включена, то густо заселен нижний уровень E_1. Если накачка включена, но мощность ее не достигает пороговой, то только часть электронов атомов гелия переходит на возбужденный уровень. Когда заселенность верхнего уровня становится критической, наблюдается

кооперативый эффект: в переходах на основной уровень, испущенный каким-либо одним электроном фотон, вызывает испускание другого фотона, затем оба фотона вызывают испускание третьего и т.д. При этом излучение отличается когерентностью и низкой расходимостью пучка. Торцевые зеркала оптического резонатора увеличивают лавину излучений и обеспечивают усиление только определенной частоты (“моды”).

Лазеры (оптические квантовые генераторы) находят самые разнообразные применения во многих областях науки и техники, медицины и т.д. Лазеры бывают непрерывного действия и импульсные. В том случае, когда напряженность электрического поля в луче лазера много меньше ее значения внутри атомов (малые интенсивности лазерного пучка), мы имеем дело с так называемыми линейными оптическими явлениями (линейная оптика). В этом случае выполняется принцип суперпозиции световых волн в геометрической оптике. Для мощных лазерных пучков, в которых напряженность электрического поля становится соизмеримой с ее значением внутри атомов, принцип суперпозиции в среде оказывается нарушенным, при этом наблюдается ряд нелинейных эффектов (нелинейная оптика). К числу нелинейных эффектов относится появление в отраженном свете колебаний с удвоенной частотой по отношению к падающему свету. До некоторой интенсивности пучка, называемой критической, пучок распространяется, не испытывая расходимости, при закритической интенсивности наблюдается сжатие пучка – самофокусировка. Регистрируются и оптические гармоники с удвоенной, утроенной и т.д. частотой, наблюдается многофотонное поглощение света (одновременно несколько фотонов переводят один электрон на высокий энергетический уровень), а также многофотонный фотоэффект и другие нелинейные явления.

В данной работе необходимо определить линейный и телесный углы расходимости лазерного излучения гелий-неонового лазера ЛГН-203, энергетическую $J_э$ (*Вт*/*стер*) и фотометрическую J (*кд*) силу света лазера, исследовать зависимость интенсивности I (r) от расстояния от центра пучка, где $I = I_0$.

Действие света на глаз в большой степени зависит от длины волны. Функция видности V – это относительная спектральная кривая эффективности монохроматического излучения. Она



показывает, как глаз воспринимает излучение различного спектрального состава. Наиболее чувствителен глаз к излучению с длиной волны 555 *нм* (зеленая область спектра). Функция видности для этой длины волны принята за единицу. При том же потоке энергии оцениваемая зрительно интенсивность света для других длин волн оказывается меньше. Соответственно и функция видности для этих длин волн меньше единицы. Значения функции видности обратно пропорциональны величинам энергетических потоков, которые вызывают одинаковое по интенсивности зрительное ощущение.

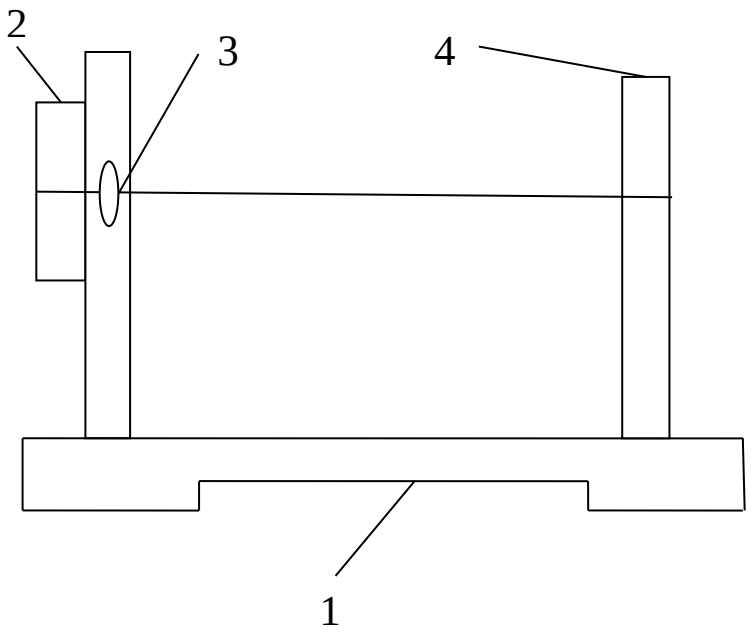
Функция видности для длины волны лазера λ = 0,6328 *мкм* имеет значение V = 0,25, мощность излучения лазера *P* = 2 *мВт*. Опытным путем установлено, что световому потоку в 1 *лм*, образованному излучением с λ = 0,555 *мкм*, соответствует поток энергии в 0,0016 *Вт*. Величина A = 0,0016 *Вт/лм* носит название механического эквивалента света.

Порядок выполнения работы:

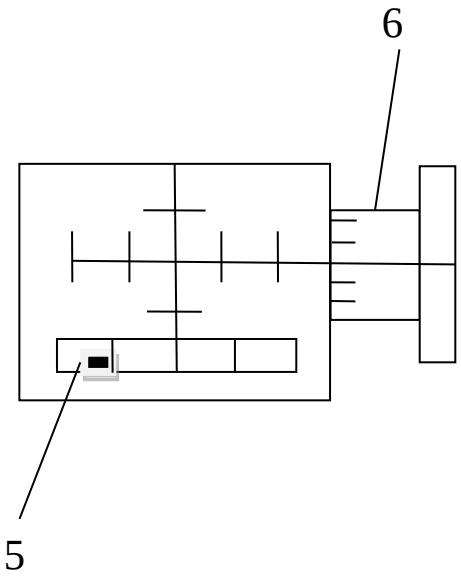
1. Для изучения распределения интенсивности по сечению лазерного пучка снимите с оптической скамьи все держатели, кроме блока регистрации. Свет лазера зеркалами направляется на блок регистрации, состоящий из установленных на передвижном столике 1, кассеты 2 с линзой 3 и фоторегистратора 4. Линза 3 дает увеличенное изображение лазерного пучка на экране

фоторегистратора, не изменяя распределение интенсивности света по сечению пучка.

Фоторегистратор предназначен для визуального определения координат характерных точек изображения и для измерения распределения его интенсивности. Координаты определяются по горизонтальной и вертикальной шкалам с ценой деления 1 *мм*. Интенсивность измеряется фотодатчиком. Входное окно 5 фотодатчика перемещается в прорези лицевой панели регистратора барабаном 6. Один оборот барабана смещает датчик на 1 *мм*, ширина окна фотодатчика 0,3÷0,4 *мм*. На задней стенке регистратора установлены два разъема. К одному из них подключается блок питания фоторегистратора, к другому – вольтметр. Сетевой шнур лазера включается в розетку на задней стенке установки, тумблер включения лазера находится справа на задней стенке корпуса лазера.



2. Произвести юстировку луча лазера и деталей (элементов)



оптической скамьи. Юстировка луча лазера имеет целью выставить луч так, чтобы он проходил строго параллельно оптической скамье на высоте 40 *мм* над основанием скамьи. Юстировку лучше выполнять достаточно подготовленному персоналу, имеющему опыт работы с оптическими приборами.

3. Определить увеличение β линзы 3. Для этого после юстировки лазера установите перед рейтером № 4 расширитель пучка (рейтер № 6 линзой) и подберите его положение так, чтобы вблизи линзы рейтера № 4 получить освещенную площадку диаметром 10-20 *мм*. Установите в кассете рейтера № 4 калибровочную сетку (элемент № 1), цена деления которой h = 1 *мм*. На шкале фоторегистратора определите координаты нескольких штрихов изображения сетки и найдите расстояние H между соседними линиями. Линейное увеличение линзы рейтера № 4 будет:

$$\text{В} = H/h.$$

4. Специальными проводниками с разъемами соедините фоторегистратор с вольтметром и включите питание фоторегистратора. На вольтметре переключатель установите в положение “вольты” и включите прибор в сеть. Подберите предел измерений вольтметра так, чтобы он не “зашкаливал”.

5. Измерьте распределение интенсивности луча лазера по диаметру, смещая фотодатчик шагами в 1 *мм* слева направо. Постройте график этого распределения $I(x)$. Проверьте, насколько хорошо это распределение соответствует Гауссову распределению:

$$I(x) = I_0 e^{-x^2/\rho^2}.$$

По кривой распределения найдите величину ρ. Заметим, что здесь $I = I_0$ при $x = 0$, ρ – расстояние на экране от центра пятна, для которого интенсивность I уменьшается в е раз по сравнению с I_0. Можно считать, что диаметр лазерного пучка $d = 2\rho$. Интенсивность можно отсчитывать по вольтметру в произвольных единицах.

6. Определите диаметр пучка на экране фоторегистратора при нескольких положениях столика с блоком регистратора на оптической скамье, беря отсчет y против риски столика по линейке скамьи. Построив график зависимости d от продольной координаты y положения фоторегистратора, определите линейный угол расхождения пучка лазера $\varphi = \Delta d/\Delta y$, а затем и телесный угол расхождения $\omega = \pi\varphi^2$ (*стерадиан*).

7. Найдите энергетическую силу света лазера $J_э = P/\omega$ *Вт/стер*, где P = 2 *мВт*, а затем фотометрическую $J = V\,J_э\,A^{-1}$ *люмен/стер*, где видность V = 0,25, A = 0,0016 *Вт/лм*, 1 *люмен/стер* = 1 *кандела*.

8. Оцените среднюю напряженность электрического поля в лазерном пучке, найдя вначале численное значение вектора Пойтинга $S = \dfrac{4P}{\pi d^2}$ *Вт/м*^{2}, затем объемную плотность электромагнитной энергии *S*/c, где c = 3·10 *м/с*, и используя соотношение $\dfrac{S}{2c} = \dfrac{\varepsilon_0 E^2}{2}$ *Вт·с/м*^{3}, получаем $E = \sqrt{\dfrac{S}{c\varepsilon_0}}$ *В/м*, где $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$ *Ф/м*. Сравните эту величину с напряженностью электрического поля, например, для атома водорода $E_{ат} = \dfrac{e}{4\pi\varepsilon_0 r_0^2}$, где e = $1{,}6\cdot10^{-19}$ *Кл*, первый боровский радиус $r_0 = \dfrac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2}$ *м*, $\hbar = h/2\pi$, $h = 6{,}62\cdot10$ Дж·с, масса электрона $m = 9{,}11\cdot10^{-31}$ *кг*. Оцените отношение $E/E_{ат}$.

9. После завершения экспериментальных работ отключите лазер и всю установку от сети.

ВНИМАНИЕ: при работе на установке во избежание потери зрения категорически запрещается поворачивать оборотные зеркала, т.к. это может привести к попаданию прямого луча лазера в глаз. Следует остерегаться попадания в глаз и отражений луча лазера, от каких либо других зеркальных поверхностей.

Контрольные вопросы:

1. Устройство, назначение и принцип работы лазера.
2. Основные параметры лазерного пучка света.
3. Какие вы знаете применения лазера в науке и технике?
4. Изложите методику изучения распределения пучка лазера по сечению луча, используемую в данной работе.
5. Что такое мощность пучка, энергетическая сила света, фотометрическая сила света?
6. Что такое функция видности?
7. Вектор Пойтинга, его связь с объемной плотностью энергии электромагнитной волны, физический смысл вектора Пойтинга.

Лабораторная работа №94
Определение механических напряжений в прозрачных телах методом фотоупругости

Цель работы: научиться, используя законы наведенной оптической анизотропии рассчитывать механические напряжения и их распределение в прозрачных телах.

***Оборудование*:** полярископ, набор образцов из плексиглаза.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Оптический метод исследования напряжений основан на явлении интерференции поляризованных лучей. Сущность его заключается в том, что некоторые изотропные прозрачные вещества (стекло, целлулоид, плексиглаз) под действием механических напряжений становятся анизотропными, т.е. приобретают свойства двулучепреломляющих кристаллов. Схема для изучения такой искусственной анизотропии изображена на рис.1.

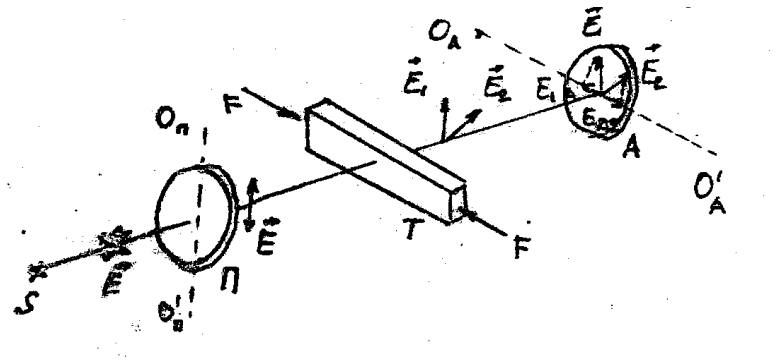


Рис.1

Здесь **S** - источник света; **П** – поляризатор;
А – анализатор; **Т** - тело, деформируемое силой **F**;
$O_П$ $O_П$`** - главное направление поляризатора; **$O_A$ $O_A$` - главное направление анализатора.

Экспериментально установлено, что разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей $\mathbf{n_o - n_e}$, возникшая в деформируемом образце является мерой возникшей анизотропии и пропорциональна давлению **P** :

$$\mathbf{n_o - n_e = kP} \qquad (1)$$

где **k** — коэффициент, характеризующий упругие свойства, подвергнутому механическому воздействию, называется константой фотоупругости.

Разность хода, приобретаемая лучами

$$\delta = (n_o - n_e)\, d \qquad (2)$$

где **d** - толщина образца. Из соотношений (1) и (2) получаем:

$$\delta = kPd \qquad (3)$$

Соотношение (3) называют законом фотоупругости

Обыкновенный и необыкновенный лучи, появившиеся в результате механической деформации образца Т, поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях ($\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, рис.1). Анализатор пропускает только составляющие E_{1A} и E_{2A}, параллельные главному направлению анализатора.

Так как обыкновенный и необыкновенный лучи являются когерентными, а анализатор пропускает колебания векторов $\vec{E}_{1A}$ и $\vec{E}_{2A}$, совершающиеся в одной плоскости, то вышедшие из анализатора лучи интерферирует. При этом возникает картина в виде цветных полос (при использовании белого света), по характеру которой можно судить о распределении напряжений внутри прозрачного тела.

Каждая цветная полоса (изохрома) есть полоса равного напряженного состояния. Оптический метод исследования напряжений находит широкое применение в промышленности для исследования напряжений в сложных конструкциях из непрозрачного материала. Для этого из прозрачного вещества изготавливает уменьшенную модель изучаемой конструкции и на этой модели исследуют характер и распределение напряжений.

Общую картину распределения напряжений в теле можно составить только для главных напряжений.

Если к образцу приложить усилие в какой-то точке (рис.2), то при постепенном увеличении силы $\vec{F}$, мы будем видеть, как в каждой точке интерференционной картины будут последовательно

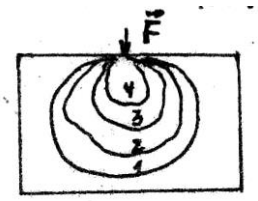


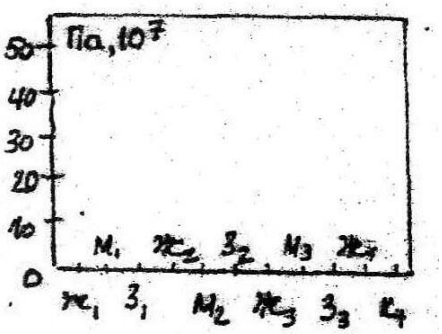
Рис. 2

сменяться цвета, а число полос будет увеличиваться. Смену цветов можно объяснить, если учесть соотношение (3) и то, что величина

разности хода, удовлетворяющая условию максимума, зависит от длины волны.

Считают, что 1 зеленый цвет завершает смену цветов одного цикла, второй зеленый - смену цветов второго цикла и т.д. Следовательно, порядок полосы зеленого цвета может быть использован для определения величины напряжения. Напряжение, вызывающее зеленую окраску любого порядка прямо пропорционально второму порядку. Используя шкалу цветов для данного вещества (рис. 3), и определив порядок зеленой полосы изохроматической картины, можно определить напряжение, соответствующее данной полосе.

Рис. 3



Порядок полосы надо отсчитывать от места с минимальным напряжением. То место модели, в которон полоса зеленого цвета появится позже (при постепенном увеличении силы $\vec{F}$, рис. 2) и будет местом с минимальным напряжением.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПРИБОРА

В качестве поляризационной установки используется полярископ. Его оптическая схема представлена на рис.4.

Пучок света от источника 1, пройдя конденсор 3, зеркало 4 и поляризатор 5, выходит из последнего плоско-поляризованным. Затем, пройдя кварцевую пластинку 6, линзы 7, листовое стекло 8, свет попадает на образец из прозрачного вещества, помещаемый между матовым стеклом и анализатором 9. В образце поляризованный свет испытывает двойное лучепреломление. Плоскости колебаний вектора обыкновенного и необыкновенного

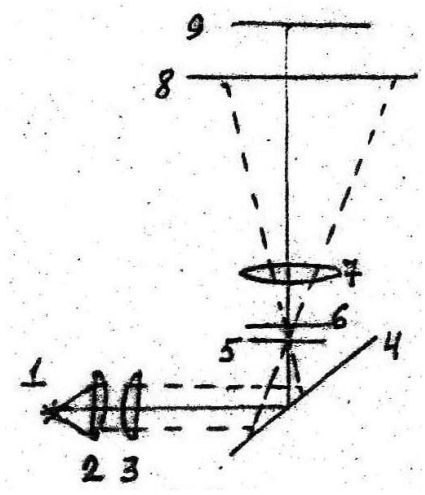


Рис. 4

лучей взаимно перпендикулярны и сдвинуты по фазе на большую или меньшую величину в зависимости от напряжения и пути луча в образце. Анализатор приводит колебания вектора $\vec{E}$ обеих лучей в одну плоскость, в результате чего происходит интерференция поляризованных лучей. Наблюдатель через анализатор видит картину характерную для того или иного напряжения. Так как разность хода, даваемая испытуемым образцом невелика, то используется кварцевая пластинка 6.

Она увеличивает разность хода обеих лучей. Без кварцевой пластинки чувствительность полярископа ниже и при малых деформациях образца наблюдается только большее или меньшее просветление наблюдаемого поля зрения.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Образец I ставят в зажим для сжатия, слегка зажимают и приводят в поле зрения под анализатором.
2. Включают лампу осветителя нажатием кнопки на столике полярископа.
3. Вращая зажим с образцом вокруг вертикальной оси, находят положение, при котором получается наиболее яркая картина в поле зрения.
4. Увеличивая сжатие, наблюдают за изменением картины полос. При появлении 3-й зеленой полосы прекращают увеличение сжатия.
5. Определяют порядок зеленой полосы и напряжение, соответствующее каждой зеленой полосе (по шкале цветов).
6. Зарисовывают интерференционную (изохроматическую) картину цветными карандашами.

7. Ставят в зажим образцы 2, затем 3 и, наблюдая изохромы, повторяют пункты 3, 4, 5 и 6.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Двойное лучепреломление.
2. Поляризация света. Поляризатор и анализатор.
3. Искусственная анизотропия.
4. Интерференция поляризованных лучей.
5. Закон фотоупругости и его использование для изучения механических напряжений.
6. Устройство и принцип действия полярископа.

Лабораторная работа №95
Определение температуры тела оптическим пирометром

Цель работы: измерение температуры вольфрамовой нити лампы накаливания и измерение постоянной Стефана-Больцмана.

Оборудование: оптический пирометр ОППИР-09 с источником питания, регулируемый источник напряжения 6+9 вольт, лампа накаливания, амперметр и вольтметр.

ВВЕДЕНИЕ

Всякое тело, имеющее температуру выше 0^0 К, является источником электромагнитного излучения в весьма широком диапазоне частот. Интенсивность этого излучения, называемого *т е п л о в ы м* , резко возрастает с ростом температуры, при этом изменяется и цвет излучения, если нагретое тело светится. Температуру нагретого до свечения тела можно определить путем измерения лучистой энергии, испускаемой данным телом. Строгая теоретическая база может быть дана лишь для теплового излучения “абсолютно черного тела”. Реальные физические тела светятся всегда менее интенсивно, чем абсолютно черное тело, имеющее ту же температуру. Отношение интенсивности излучения физического тела к интенсивности излучения в лучах той же длины волны абсолютно черного тела, нагретого до той же температуры, называется *коэффициентом и з л у ч е н и я* данного физического тела. Коэффициент излучения всегда меньше единицы и для любого тела он является сложной функцией длины волны и температуры.

Неопределенность теплового излучения физических тел привела к необходимости градуировать приборы для измерения температуры по абсолютно черному телу.

Интенсивность излучений абсолютно черного тела есть функция длины волны излучения и абсолютной температуры. Эта функция дается формулой Планка, проверенной во всех частях спектра и давшей превосходное совпадение с результатами эксперимента:

$$r_{\lambda T} = c_1 \cdot \lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right),$$

где c_1 и c_2, λ – длина волны излучения, для которой определяется интенсивность излучения, T – абсолютная температура, e – основание натуральных логарифмов.

Из формулы Планка вытекает основное положение пирометрических измерений – если для данных абсолютно черных тел равны их яркости при одинаковых λ, то температуры этих тел будут одинаковы. Именно на сравнении яркости двух излучающих тел и основано измерение температур в оптической пирометрии. В оптическом пирометре имеется эталон яркости, для которого заранее установлена зависимость яркости от температуры. С яркостью этого эталона сравнивают яркость тела, температуру которого надо измерить. В оптическом пирометре с так называемой “исчезающей” нитью эталоном яркости служит нить специальной лампы накаливания, называемой *фотометрической* или *пирометрической* лампой.

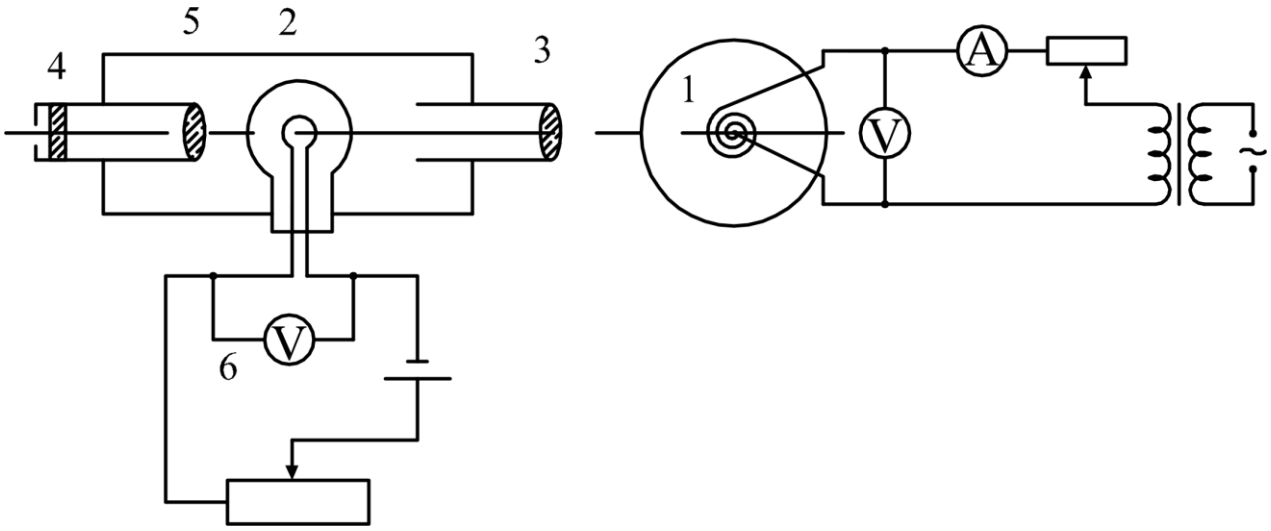
Оптическая система пирометра позволяет рассматривать нить лампы на фоне изображения светящегося тела. Доводя яркость нити измерением тока накала до совпадения с яркостью фона, т.е. до совпадения с яркостью светящегося тела, можно утверждать, что если равны монохроматические яркости, то равны и температуры, а так как температура эталона известна, то известна и измеряемая температура тела. Момент достижения равенства монохроматических яркостей, называемый “фотометрическим равновесием”, определяется глазом наблюдателя с большой точностью как “исчезновение” нити эталонной лампы на фоне изображения тела.

По достижении фотометрического равновесия производят отсчет температуры, которую имело бы тело, если бы оно было абсолютно черным. Температуру отсчитывают по шкале пирометра, градуированной в градусах Кельвина. В пирометре показывающим прибором служит вольтметр, включенный параллельно фотометрической лампе. Испытуемое не абсолютно черное тело в действительности будет иметь более высокую температуру. Знание коэффициента излучения поверхности испытуемого тела дает возможность определить действительную температуру тела (табл. 1).

ОПИСАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

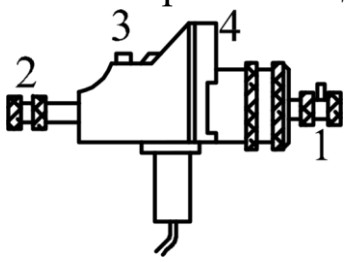
Оптический пирометр состоит из трубы, внутри которой между окуляром 5 и объективом 3 помещена электрическая лампочка 2, нить

накаливания которой имеет форму полуокружности. Лампа питается током от батареи аккумуляторов, либо от внешнего источника. Параллельно лампе включен вольтметр 6, шкала которого проградуирована в градусах шкалы Кельвина.



Окуляр позволяет наблюдать одновременно среднюю часть нити накала лампы и поверхность испытуемого тела 1. Красный светофильтр 4, помещенный между окуляром и глазом, пропускает почти монохроматическую часть света, испускаемую накаленным телом (обычно λ=0,65 мкм). Поворотом обоймы 1 красный светофильтр может быть выведен из поля зрения при измерении низких температур (до 900 ^{0}С), когда яркость свечения мала.

Т.к. температура накала нити эталонной лампы не должна превышать 1500^{0}С, то для измерения более высоких температур между объективом и нитью лампы вводится нейтрально-серый светофильтр. Поэтому измерительный прибор (вольтметр) имеет две шкалы: верхнюю – для измерения температур от 800 до 1400 ^{0}С (без серого светофильтра), и нижнюю – для измерения температур от 1200 до 2000 ^{0}С (с серым светофильтром). Серый ослабляющий светофильтр вводится в поле зрения поворотом накатанной головки 3. Светофильтр считается введенным, если белая указательная точка на головке 3 совпадает с цифровым индексом “20” на корпусе пирометра.



При использовании пирометра сначала фокусируется нить накала фотометрической лампы вращением оправы окуляра. Четкость изображения испытуемого объекта достигается выдвижением

объектива 2. В крышке корпуса пирометра смонтирован кольцевой реостат, служащий для регулировки тока накала фотометрической лампы.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Располагают пирометр перед испытуемым телом (круговая спираль нити накала прожекторной лампы 1(рис. 1)) так, чтобы расстояние от объектива до прожекторной лампы было равно 0.5 – 1 *м*. Фокусирует окуляр пирометра 1 (рис. 2) так, чтобы изображение нити накала пирометрической лампы было четким. Объектив пирометра 2 (рис. 2) фокусируют так, чтобы изображение кружка нити накала прожекторной лампы 1 (рис. 1) стало четким и располагалось в центре поля зрения за нитью накала фотометрической лампы.

2. Поворотом большого накатанного кольца 4 (рис. 2) на передней части пирометра включают ток накала фотометрической лампы и **медленно** его увеличивают до появления красного свечения нити.

3. Включают питание прожекторной лампы (степень накала этой лампы устанавливается преподавателем).

4. Вводят красный светофильтр 1 (рис. 2) и, вращая кольцо реостата 4 (рис. 2) доводят накал нити фотометрической лампы до полного исчезновения ее изображения на фоне кружка спирали прожекторной лампы. По показанию стрелочки вольтметра записывают температуру в градусах шкалы Кельвина.

5. Немного увеличив накал фотометрической лампы так, чтобы ее волосок стал ярче фона, медленно уменьшают этот ток, снова добиваясь исчезновения нити на фоне светящейся спирали прожекторной лампы. Вновь записывают температуру по шкале пирометра. Из этих двух значений температуры находят среднее, которое и будет температурой нити накала прожекторной лампы, если бы она была абсолютно черным телом.

6. По таблице 1 находят действительные значения температуры накала прожекторной лампы.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ В ЗАКОНЕ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Закон Стефан-Больцмана гласит, что энергия, излучаемая с единицы поверхности за единицу времени нагретым абсолютно

черным телом по всем длинам волн, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры тела:

$$R = \sigma T^4.$$

Для абсолютно черного тела σ – константа, называемая постоянной Стефана-Больцмана. Если излучение происходит в среде, имеющей температуру T_c, то потеря теплоты вследствие излучения за единицу времени будет равна:

$$Q = \sigma S\left(T^4 - T_c^4\right),$$

где S – величина излучающей поверхности. Зная температуру T_c окружающей среды и, определив при помощи пирометра температуру T накаленного вольфрама прожекторной лампы, можно определить Q. Мощность, затрачиваемую на поддержание свечения прожекторной лампы, определяют по показаниям амперметра и вольтметра в цепи испытуемой лампы. Приравнивая эту мощность количеству энергии, теряемой излучающим телом за единицу времени в соответствии с законом Стефана-Больцмана, получаем:

$$JU = \sigma S\left(T^4 - T_c^4\right),$$

$$\sigma = \frac{JU}{S\left(T^4 - T_c^4\right)}.$$

Поверхность светящегося тела в данном случае можно найти, зная диаметр кружка нити накала прожекторной лампы:

$$S = \frac{\pi d^2}{4}.$$

Таблица 1

Измеренные температуры	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
Действительные температуры	707	809	910	1012	1114	1216	1318	1421

Измеренные температуры	1500	1800	2000
Действительные температуры	1526	1832	2039

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какое излучение называется тепловым и чем оно обусловлено?

2. Что такое “интегральная плотность излучения”?
3. Что такое “спектральная плотность излучения”?
4. Сформулируйте, запишите и объясните законы теплового излучения Кирхгофа, Стефана-Больцмана, Вина.
5. Что называется абсолютно черным телом? Как практически осуществляется модель абсолютно черного тела?
6. Устройство и принцип действия оптического пирометра.
7. Выведите постоянную Стефана-Больцмана, исходя из условий настоящей работы.

Список рекомендуемой литературы

Основной

1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие. // И. В. Савельев. – 3-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2007. Т. 2: Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. – 480 с. – Текст: непосредственный.
2. Трофимова, Т. И. Курс физики : учебное пособие / Т. И. Трофимова. - 21-е изд., стер. - Москва: Академия, 2015. - 560 с. – Текст: непосредственный.
3. Курбачев, Ю. Ф. Физика: [Электронный ресурс]: учебное пособие / Ю. Ф. Курбачев. - Москва: Евразийский открытый институт, 2011. - 216 с. - URL: http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=90773. – Текст: электронный.
4. Барсуков, В. И. Физика: постоянный ток, электромагнетизм, волновая оптика : учебное пособие / В.И. Барсуков, О.С. Дмитриев, В.Е. Иванов, Ю.П. Ляшенко; Тамбовский государственный технический университет. – Тамбов : Тамбовский государственный технический университет (ТГТУ), 2014. – 104 с. - Режим доступа: по подписке. - URL: https://biblioclub.ru/index.php?page=book_red&id=277918. – Текст: электронный.
5. Кузнецов С.И. Курс лекций по физике. Электростатика. Постоянный ток. Электромагнетизм. Колебания и волны [Электронный ресурс]: учебное пособие / С.И.Кузнецов, Л.И.Семкина, К.И.Рогозин - Томск: Издательство Томского

политехнического университета, 2016. - 290 с. ISBN 978-5-4387-0562-8

6. URL: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=442116 (22.03.2017).
7. Краткий курс общей физики [Электронный ресурс]: учебное пособие / И.А.Старостина, [и др] - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 377 с. ISBN 978-5-7882-1691-1
8. URL: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428788 (22.03.2017).
9. Физика [Текст]: учебник / В. Б. Федосеев. - Ростов н/Д.: Феникс, 2009. - 669 с. - (Высшее образование). - **ISBN** 978-5-222-149 83-6: 320.00 р
10. Курс общей физики [Текст]: учебное пособие: в 3 т. / И. В. Савельев. - 3-е изд., испр. - М.: Наука, 1988 - .Т. 2: Электричество и магнетизм. Оптика. - 496 с. : ил. - Б. ц.
11. Курс физики [Текст]: учебное пособие для вузов/ Т. И. Трофимова. - 7-е изд., стер. - М.: Высшая школа, 2002. - 542 с.: ил. - **ISBN** 5-06-003634-0: 139.00 р.

Дополнительный

1. Любая С.И. Физика: курс лекций [Электронный ресурс]. / С.И.Любая - Ставрополь: Ставропольский государственный аграрный университет, 2015. - 141 с.
URL: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438720 (22.03.2017).

2. Пономарева В.А. Электричество и магнетизм: курс лекций [Электронный ресурс]/ В.А.Пономарева, В.А.Кузьмичева - М.: Альтаир: МГАВТ, 2007. - 117 с.
URL: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=430261 (22.03.2017).

3. Шапиро С.В. Курс физики [Электронный ресурс]: учебное пособие/ С.В.Шапиро - Уфа: Уфимский государственный университет экономики и сервиса, 2013. - 248 с. ISBN 978-5-88469-613-6
URL: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=445140 (22.03.2017).