

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**НОВГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ЯРОСЛАВА МУДРОГО
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ**

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Часть II

**Великий Новгород
2020**

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ. ЧАСТЬ II.
/Сост. А. А. Росанов, С. А. Сабельников. – Великий Новгород: НовГУ им.
Ярослава Мудрого, 2020. – 113 с.

Во второй части практикума приведены описания лабораторных работ по курсу общей физики, включающие разделы по электромагнетизму, геометрической и волновой оптике, квантовой физике, физике атома и ядра. В каждом описании рассматриваются основные понятия и закономерности, методика и порядок выполнения работы, контрольные вопросы.

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов университета всех форм обучения, изучающих курс общей физики в течение одного семестра или двух семестров.

©Новгородский государственный
университет, 2020

составление, 2020

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ	4
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НАПРЯЖЁННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ..	5
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЗАИМНОЙ ИНДУКЦИИ ДВУХ СОЛЕНОИДОВ	17
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 13. ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ И ЁМКОСТИ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА.....	24
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 14. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА	35
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА	41
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 16. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ	49
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 17. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ.....	64
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 18. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРА В РАСТВОРЕ С ПОМОЩЬЮ САХАРИМЕТРА.....	77
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОЭЛЕМЕНТА	91
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 20. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ИСПУСКАНИЯ ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА.....	100
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	112

ПРЕДИСЛОВИЕ

Во вторую часть настоящего практикума вошли лабораторные работы по курсу общей физики, включающие разделы по электромагнетизму, геометрической и волновой оптике, квантовой физике, физике атома и ядра.

Описание каждой лабораторной работы имеет краткое изложение теории физического явления, схему опыта, методические указания по выполнению работы и контрольные вопросы.

Необходимость теоретического введения к каждой работе основана на том, что студент выполняет лабораторную работу иногда раньше, чем соответствующий материал изложен в лекционном курсе. В дополнение к материалу, содержащемуся в данном учебном пособии, для более подробного изучения материала приведён библиографический список литературы, в который включены учебники, учебные и методические пособия по физике, методах измерений, измерительных приборах и методах определения погрешностей измерений [1-7,10], а также специальная литература по затрагиваемым в некоторых лабораторных работах вопросам [8,9].

Контрольные вопросы в каждой работе предназначены для того, чтобы облегчить студентам самоконтроль при изучении материала, обратить их внимание на главное в изучаемом явлении.

Все формулы, используемые в данном учебном пособии, выводятся и записываются в Международной системе единиц (СИ).

Настоящий практикум предназначен для студентов университета, изучающих курс общей физики в течение одного семестра или двух семестров всех форм обучения.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НАПРЯЖЁННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Цель работы: Определение горизонтальной составляющей напряжённости магнитного поля Земли с помощью тангенс–гальванометра.

11.1 Основные сведения и законы. Магнитное поле Земли

Опытные данные показывают, что Земля представляет собой огромный магнит, полюса которого лежат вблизи географических полюсов: вблизи северного географического полюса расположен южный магнитный полюс S_m , а вблизи южного географического – северный магнитный полюс N_m . Средняя напряжённость магнитного поля (МП) на поверхности Земли составляет около 0,5 Э (около 39,79 А/м). Законченная теория земного магнетизма в настоящее время отсутствует. Известно, однако, что имеется несколько различных по своей природе источников полного МП Земли. При этом предполагается, что главным источником регулярной части МП Земли являются вихревые токи в жидком ядре Земли, о чём ниже будет рассказано более подробно. Основная часть МП Земли, составляющая до 99% полного МП на расстояниях менее трех радиусов Земли, близка к магнитному полю эквивалентного магнитного диполя. Реальные магнитные силовые линии магнитного поля Земли в среднем близки к силовым линиям этого диполя, отличаясь от них местными нерегулярностями (аномалиями), связанными с наличием намагниченных пород в земной коре. В данной лабораторной работе для этой основной части МП поля Земли мы будем использовать термин *главное МП* Земли. Отметим, что в литературе для основной составляющей регулярной части МП Земли используются и другие названия: основное, нормальное, постоянное.

В результате вековых вариаций магнитный полюс Земли прецессирует относительно географического полюса с периодом около 1200 лет. На больших расстояниях МП Земли несимметрично. Под действием исходящего от Солнца потока плазмы (солнечного ветра) МП Земли искажается и приобретает «шлейф» в направлении от Солнца, который простирается на сотни тысяч километров, выходя за орбиту Луны.

Специальный раздел физики Земли (геофизики), изучающий происхождение и природу МП Земли называется геомагнетизмом. Геомагнетизм рассматривает проблемы возникновения и эволюции главной составляющей геомагнитного поля, природу переменной составляющей (примерно 1% от главного поля), а так же структуру магнитосферы – самых верхних намагниченных плазменных слоёв земной атмосферы, взаимодействующих с солнечным ветром и защищающих Землю от космического проникающего излучения. Важной задачей является изучение закономерностей вариаций геомагнитного поля, поскольку они обусловлены внешними воздействиями, связанными в первую очередь с солнечной активностью.

Для понимания процессов, формирующих главное МП Земли, необходимы некоторые сведения о строении Земли. Представления о внутреннем строении Земли основываются на топографических, батиметрических (глубинных водных) и гравиметрических данных, наблюдениях горных пород в обнажениях, образцах, поднятых на поверхность с больших глубин в результате вулканической активности, анализе сейсмических волн, которые проходят сквозь Землю, и экспериментах с кристаллическими твёрдыми телами при давлениях и температурах, характерных для глубоких недр Земли.

Земля имеет в первом приближении форму шара со средним радиусом 6371 км (экваториальный диаметр – 12 754 км, а полярный – около 12 711 км) и состоит из нескольких оболочек, выделенных по химическим или реологическим свойствам. В центре расположено твёрдое **внутреннее ядро** с радиусом около 1250 км, которое в основном состоит из железа и никеля. Далее идёт жидкий слой – **внешнее ядро** (состоящее в основном из железа и никеля) толщиной около 2200 км. Плотность вещества во внешнем ядре монотонно изменяется от $(9,5 \div 10,1) \cdot 10^3$ кг/м³ на его поверхности до $(11,4 \div 12,3) \cdot 10^3$ кг/м³ на нижней части (подошве), примыкающей к внутреннему ядру. Плотность вещества во внутреннем ядре возрастает примерно на $(8 \div 10) \%$ и в центре Земли достигает $(13 \div 14) \cdot 10^3$ кг/м³. Масса земного ядра в разных моделях заключена в пределах $(1,91 \div 1,94) \cdot 10^{23}$ кг, что составляет $(31 \div 32)\%$ всей массы Земли.

Над внешним ядром лежат 2900 км вязкой **мантии**, состоящей из силикатов и оксидов, богатых **железом** и **магнием** (по отношению к вышележащей коре), а ещё выше – довольно тонкая твёрдая **кора**. Она тоже состоит из силикатов и оксидов, но обогащена элементами, которые не встречаются в мантийных породах. **Мантия** Земли является самым толстым слоем Земли. Давление в нижней части мантии составляет около 140 ГПа ($1,4 \cdot 10^6$ атм.).

По последним данным температура на границе внутреннего твёрдого и внешнего жидкого ядра составляет 6000°C, а давление — около 3,3 миллиона атмосфер. На поверхности жидкого ядра температура падает до 3800°C градусов, в глубине мантии она достигает 3000°C градусов, а на поверхности мантии (слой, примыкающий к коре) температура составляет 2000°C.

Высокие температуры в мантии делают силикатный материал достаточно пластичным, чтобы могла существовать конвекция вещества в мантии, выходящего на поверхность через разломы в тектонических плитах. Плавление и вязкость вещества зависят от давления и химических изменений в мантии. Вязкость мантии разнится от 10^{21} до 10^{24} Па·с в зависимости от глубины. Для сравнения, вязкость воды составляет около 10^{-3} Па·с, а песка – 10^7 Па·с.

Кора. Толщина земной коры разнится от 5 до 70 км в глубину от поверхности. Самые тонкие части океанической коры, которые лежат в основе

океанических бассейнов ($5\div 10$ км), состоят из плотной **железо-магниево-силикатной** породы, такой как **базальт**.

До настоящего времени нет законченной и непротиворечивой теории, объясняющей происхождение МП Земли и его особенностей. По последним гипотезам поле Земли связано с токами, циркулирующими по поверхности ядра Земли, и, отчасти, намагниченностью горных пород и токами в радиационных поясах.

Сразу следует отметить, что сохраняющееся длительное время МП не может быть создано так называемыми магнитоупорядоченными веществами (к ним относятся, например, ферромагнетики). Это связано с тем, что все магнитоупорядоченные материалы теряют свои магнитные свойства при температуре, превышающей **температуру Кюри** (точка Кюри), которая для ферромагнетиков обычно не превосходит 600°C . Поскольку температура внутри Земли на глубинах больше 50 км заведомо превосходит 600°C , то магнитные свойства минералов могут проявляться только в поверхностных слоях. Однако для создания МП с наблюдаемой величиной напряжённости необходимо невероятно большие значения намагниченности (порядка 1000 А/м), которые не существуют в реальности (средняя намагниченность Земли 72 А/м). Отсюда можно сделать важный вывод: главное МП Земли не вызвано намагниченностью различных пород, а связано с электрическими токами, которые текут внутри Земли.

На сегодняшний день наибольшее число исследователей геомагнетизма считают, что основной и наиболее вероятной гипотезой объяснения происхождения главного МП Земли является самовозбуждающийся динамо-механизм, основанный на генерации электрического тока в проводнике при его движении в МП, порождаемом и усиливаемом самими этими токами. Согласно этой гипотезе, главное МП Земли образуется за счёт движения электропроводящей жидкости во внешнем ядре (см. [8] - [9]).

Кратко механизм генерации можно пояснить следующим образом. Условия для генерации МП создаются в жидком внешнем ядре, состоящем в основном из железа и никеля при температуре порядка ($4\div 6$) тысяч кельвин. В веществе жидкого внешнего ядра, которое отлично проводит ток, создаются **конвективные потоки**, отводящие от твёрдого внутреннего ядра тепло (генерируемое благодаря распаду радиоактивных элементов либо освобождению скрытой теплоты при затвердевании вещества на границе между внутренним и внешним ядром по мере постепенного остывания планеты). Силы Кориолиса закручивают эти потоки в характерные спирали, образующие так называемые столбы Тейлора. Благодаря трению слоёв они приобретают электрический заряд, формируя **контурные токи**.

Таким образом, создаётся система кольцевых (тороидальных) электрических токов (не выходящих за пределы внешнего ядра), циркулирующих по проводящему контуру в движущихся в (изначально присутствующем, пусть и очень слабом) МП проводниках. Эти токи создают МП, которое при благоприятной геометрии течений усиливает начальное поле, а это, в свою очередь, усиливает ток, и процесс усиления продолжается

до тех пор, пока растущие с увеличением тока потери на джоулево тепло не уравновесят притоки энергии, поступающей за счёт гидродинамических движений. Благодаря описанному механизму во внешнем ядре возникает суммарное МП дипольного характера. Положение оси этого диполя определяется положением оси вращения Земли и примерно совпадает с этой осью вращения. Для возникновения подобного процесса необходимо начальное МП, которое может быть обусловлено гиромангнитным эффектом (намагничивание вращающегося электрически заряженного тела в направлении оси его вращения).

МП Земли проявляется нагляднее всего своим действием на магнитную стрелку: свободно подвешенная магнитная стрелка устанавливается в каждой точке земного шара в определённом положении (на этом основано действие компаса). МП Земли намагничивает находящееся в нем железо, индуцирует в движущихся проводниках электрические токи и обладает всеми другими свойствами МП.

Как отмечено выше, полное МП Земли складывается из постоянной части и переменного МП, различных по происхождению:

1) Постоянное, или точнее «устойчивое» МП порядка 0,5 Эрстеда (1 Эрстед = $(1/4\pi) \cdot 10^3 \text{ А/м} \approx 79.58 \text{ А/м}$). Оно различно в разных точках земной поверхности и подвержено медленным («вековым») изменениям. Существование его обусловлено магнетизмом самого земного шара, механизм возникновения которого описан выше. Кроме того, в некоторых областях имеются магнитные аномалии связанными с наличием намагниченных пород в земной коре.

2) Переменное поле (или магнитные вариации) не превышает, как правило, по величине 1% постоянного поля; оно вызывается электрическими токами, текущими в верхних слоях земной атмосферы (ионосферы) или даже за её пределами.

Магнитные вариации бывают двух типов: медленные и быстрые колебания различной формы и амплитуды – магнитные возмущения или магнитные бури, которые тесно связаны с солнечной деятельностью.

В настоящее время общепринятой является корпускулярная теория магнитных бурь, согласно которой возмущения МП ионосферы и полярные сияния вызываются проникновением в атмосферу Земли летящих от Солнца заряженных частиц (корпускул). Частицы излучаются активными областями солнечной поверхности в виде узких, радиально направленных пучков.

Скорость корпускул порядка (1000÷3000) км/ч. Поток состоит из частиц обоих знаков и в целом нейтрален. Корпускулярная теория хорошо объясняет ряд свойств магнитных возмущений: географическое распределение, тенденцию магнитных бурь повторяться через 27 дней (период вращения Солнца), годовой и 11-летний ход магнитной активности, связь магнитных бурь с солнечными пятнами и т. д.

В некоторых районах земного шара наблюдаются отклонения от так называемых нормальных значений элементов земного магнетизма. Эти

отклонения называются магнитными аномалиями. Они могут охватывать как значительные части земной поверхности, так и сравнительно небольшие области (локальные аномалии) от нескольких десятков тысяч квадратных километров до нескольких квадратных метров. Наиболее интенсивные магнитные аномалии связаны с залежами железных магнетитовых руд и других пород, обогащённых магнетитом.

МП Земли (рисунок 11.1) в первом приближении совпадает с магнитным полем диполя «ab» (прямого магнита с некоторым магнитным моментом $\vec{p}_m$), помещённого в центре Земли.

Для удобства описания МП Земли вектор напряжённости $\vec{H}$ её МП представляют в виде суммы двух взаимно перпендикулярных векторов (рисунок 11.2), которые называются вертикальной составляющей $\vec{H}_B$ и горизонтальной составляющей $\vec{H}_Г$. На экваторе вектор $\vec{H}$ направлен горизонтально (точка В, $\vec{H}_B = \vec{0}$), а на магнитных полюсах – вертикально (точки – A_1 и A_2 , $\vec{H}_Г = \vec{0}$).

В остальных точках земной поверхности вектор напряжённости МП Земли $\vec{H}$ направлен под некоторым углом к горизонтальной плоскости (точка С) в соответствии с равенством: $\vec{H} = \vec{H}_B + \vec{H}_Г$.

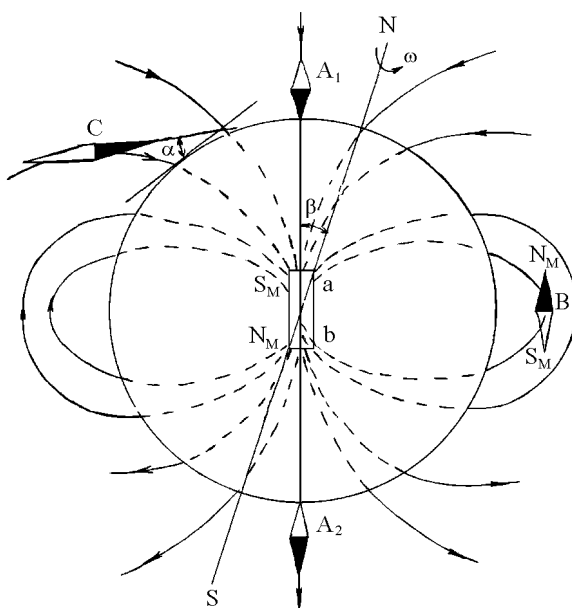


Рисунок 11.1 – Магнитное поле Земли

Горизонтальная составляющая вектора напряжённости МП Земли $\vec{H}_Г$ расположена в горизонтальной плоскости, а вертикальная составляющая $\vec{H}_B$ перпендикулярна этой плоскости. Плоскость, в которой расположены все три указанных вектора, называется плоскостью магнитного меридиана. Угол между направлением вектора напряжённости МП Земли $\vec{H}$ и горизонтальной плоскостью называется углом **наклонения** (угол α на рисунке 11.1 и 11.2).

Угол между географическим и магнитным меридианом называется углом **склонения** (угол β на рисунке 11.1).

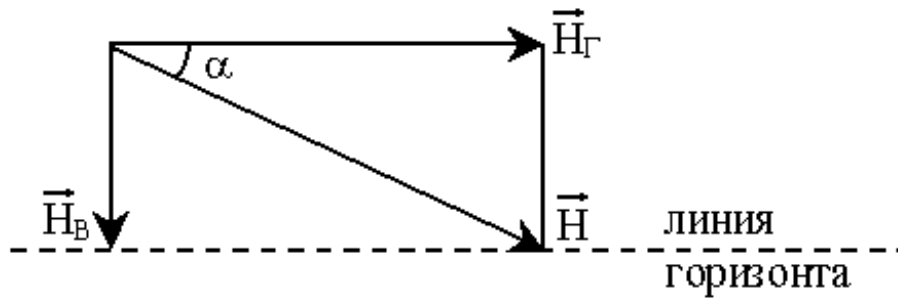


Рисунок 11.2 – Напряжённость поля Земли в произвольной точке

Закон Био-Савара-Лапласа

Основной закон электромагнетизма, закон Био-Савара-Лапласа, устанавливает соотношение между силой тока в проводнике и напряжённостью МП, которое возникает в пространстве, окружающем проводник. Этот закон в СИ в векторной форме имеет вид:

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot d\vec{\ell} \times \vec{r}}{4\pi \cdot r^3} \quad (11.1)$$

где $d\vec{H}$ – напряжённость МП в точке наблюдения А, созданная элементом тока $I \cdot d\vec{\ell}$, радиус-вектор $\vec{r}$ которой имеет начало в начальной точке элемента тока $I \cdot d\vec{\ell}$, а конец в точке наблюдения А. В соответствии с определением векторного произведения векторов вектор $d\vec{H}$ направлен перпендикулярно плоскости, содержащей векторы $d\vec{\ell}$ и $\vec{r}$. Кроме того, векторы $d\vec{\ell}$, $\vec{r}$ и $d\vec{H}$ образуют правую тройку векторов (рисунок 11.3).

Если обозначить меньший из двух углов между элементом тока и радиус-вектором $\angle \alpha$ (рисунок 11.3), то модуль вектора напряжённости определяется выражением:

$$dH = \frac{I \cdot d\ell \cdot \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2}. \quad (11.2)$$

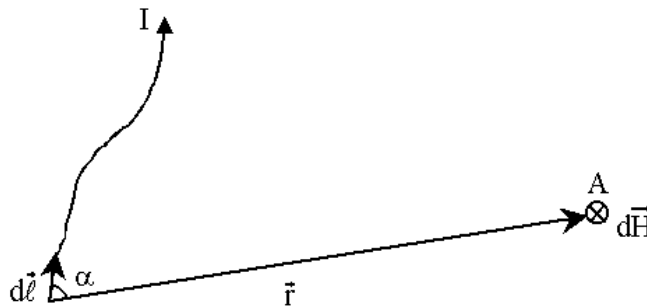


Рисунок 11.3 – Магнитное поле тока

Напряжённость результирующего МП в некоторой точке наблюдения А, создаваемого тонким проводником произвольной формы определяется путём

сложения напряжённостей МП от всех элементов тока, то есть путём вычисления интеграла:

$$\vec{H} = \int_{\ell} \frac{I \cdot d\vec{\ell} \times \vec{r}}{4\pi \cdot r^3} \quad (11.3)$$

где ℓ - линия в пространстве, которая соответствует положению рассматриваемого проводника с током.

Расчёт напряжённости МП по формуле (11.3) в аналитическом виде в общем случае, как правило, невозможен. Однако если распределение тока имеет определённую симметрию, то применение закона Био-Савара-Лапласа совместно с принципом суперпозиции позволяет довольно просто рассчитать конкретные поля.

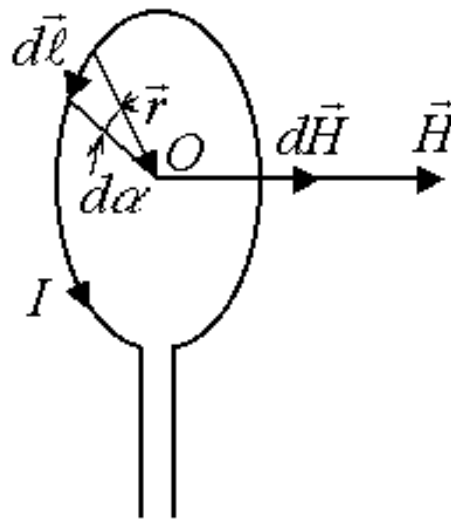


Рисунок 11.4 – Виток с током

В частности, в проводимом в данной лабораторной работе опыте необходимо знать напряжённость МП в центре кругового витка с постоянным током (в точке О, рисунок 11.4). По принципу суперпозиции напряжённость МП $\vec{H}$, создаваемого всем витком, равна сумме напряжённостей $d\vec{H}$, создаваемых каждым элементом тока $I \cdot d\vec{\ell}$. Как следует из правила векторного произведения векторов, все элементы кругового проводника с током создают в центре кругового витка МП одного направления – вдоль нормали к плоскости витка. В данном случае длина результирующего вектора результирующей напряжённости МП $\vec{H}$ равна сумме модулей dH , создаваемых всеми элементами тока. Это позволяет поменять местами и знаки модуля и интеграла при вычислении длины результирующего вектора напряжённости МП. Обозначим радиус кругового тока через R . В формулах (11.2 – 11.3) для этого случая длины радиус-векторов от всех элементов тока до точки наблюдения О не меняется: $r = R$.

Поскольку для всех точек окружности $d\vec{\ell} \perp \vec{r} \Rightarrow \alpha = \pi/2$, следовательно, $\sin \alpha = 1$. Кроме того, для элемента длины окружности $d\ell$ имеем $d\ell = R d\alpha$. На основании этого по формуле (11.3) в рассматриваемом случае находим:

$$H = \left| \int_{\ell} \frac{I \cdot d\vec{\ell} \times \vec{r}}{4\pi \cdot r^3} \right| = \frac{I}{4\pi \cdot R^3} \int_{\ell} \underbrace{|d\vec{\ell} \times \vec{r}|}_{d\ell \cdot R \sin(\pi/2) = R^2 d\alpha} = \frac{I}{4\pi \cdot R} \int_0^{2\pi} d\alpha = \frac{I}{2R} \quad (11.4)$$

11.2 Теория метода и описание установки

Магнитная стрелка, которая может вращаться лишь вокруг вертикальной оси, при отсутствии других магнитных полей будет отклоняться в горизонтальной плоскости только под действием горизонтальной составляющей МП.

Это свойство магнитной стрелки используется в тангенс-гальванометре для определения направления горизонтальной составляющей МП Земли $\vec{H}_Г$ и её длины $H_Г$. Тангенс-гальванометр представляет собой плоскую вертикальную катушку радиуса R с некоторым числом витков N . Радиус катушки и число витков указаны на тангенс-гальванометре.

В центре катушки в горизонтальной плоскости расположен компас. Магнитная стрелка компаса при отсутствии тока в катушке расположена в плоскости магнитного меридиана Земли $N_M S_M$ и указывает направление горизонтальной составляющей МП Земли $\vec{H}_Г$ (см. рисунок 11.1).

Поворотом катушки вокруг вертикальной оси можно совместить плоскость катушки с плоскостью магнитного меридиана. Если по катушке пропустить ток, то магнитная стрелка повернётся на некоторый угол φ . Объясняется это тем, что на магнитную стрелку будут действовать два поля: МП Земли, горизонтальная составляющая напряжённости которого – вектор $\vec{H}_Г$, и вектор напряжённости МП тока $\vec{H}_I$ (рисунок 11.5). Стрелка расположится вдоль вектора напряжённости суммарного МП, который по принципу суперпозиции равен $\vec{H} = \vec{H}_Г + \vec{H}_I$. На рисунке 11.5 $N_M S_M$ – направление магнитного меридиана Земли; А и В – сечения витков катушки горизонтальной плоскостью; $S \nabla N$ – магнитная стрелка компаса, помещённая в центре катушки.

Из рисунка 11.5 видно, что $\operatorname{tg} \varphi = H_I / H_Г$.

Длина вектора напряжённости МП $\vec{H}_I$ в центре кругового тока определяется по формуле (11.4):

$$H_I = \frac{I}{2R}, \quad (11.5)$$

где I – сила тока, текущего в витке; $D=2R$ – диаметр витка катушки в метрах.

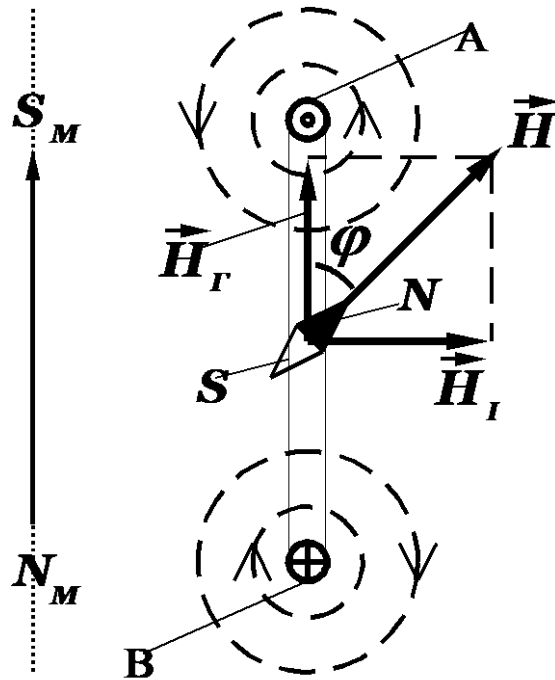


Рисунок 11.5 – Ориентация магнитной стрелки под действием двух полей (вид сверху)

Если катушка содержит N витков, то напряжённость поля будет:

$$H_I = \frac{I \cdot N}{D}. \quad (11.6)$$

Подставив значение H_I в формулу (11.5), для H_Γ получим:

$$H_\Gamma = \frac{I \cdot N}{D \cdot \operatorname{tg} \varphi}. \quad (11.7)$$

Формулу (11.7) используют для опытного определения модуля горизонтальной составляющей МП Земли H_Γ . В системе СИ напряжённость измеряется в А/м.

11.3 Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1) Собрать электрическую схему из тангенс-гальванометра G , амперметра mA , источника тока $\mathcal{E}$, переключателя направления тока K и реостата R (рисунок 11.6).

2) Установить плоскость катушки тангенс-гальванометра в плоскости магнитного меридиана.

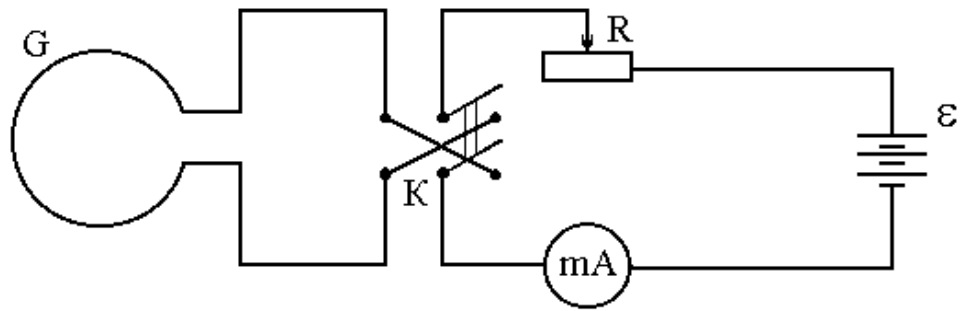


Рисунок 11.6 – Электрическая схема установки

3) Включить катушку на 25 витков и, изменяя силу тока, добиться поворота стрелки компаса на угол $\varphi = 45^\circ$. С помощью переключателя К изменить направление тока в катушке и снова добиться отклонения стрелки на угол $\varphi = 45^\circ$. Произвести аналогичные действия для пятикратных переключений направления тока в катушке.

Результаты измерений и вычислений записать в таблицу 11.1.

Таблица 11.1

№ п/п	N	I_i А	$\langle I \rangle$, А	ΔI_i . А	$(\Delta I_i)^2$. А ²	$S_{\langle I \rangle}$. А	ΔI_{cl} . А	ΔI_{np} . А	ΔI . А	$\delta_i, \%$
1	25									
2										
3										
4										
5										
1	50									
2										
3										
4										
5										

4) Включить катушку на 50 витков и произвести измерения, как указано в п. 3 и записать в таблицу 11.1

5) Вычислить для каждой катушки средние выборочные значения $\langle I \rangle$, случайные погрешности $\Delta I_{сл}$, полные погрешности ΔI и относительные погрешности δ_I . Вычисления сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.

6) Вычислить горизонтальную составляющую H_G по формуле (11.7). Вывести формулу для погрешности ΔH_G и вычислить ΔH_G и ε_{H_G} и записать результаты в таблицу 11.2.

Таблица 11.2

№ п/п	N	φ , рад.	H_G , А/м	ΔH_G , А/м	ε_{H_G} , %
1	25	45°			
2	50	45°			

7) Сравнить полученные результаты вычислений H_G , ΔH_G и ε_{H_G} в проведённых опытах и оценить, при каком количестве витков погрешность определения горизонтальной составляющей H_G меньше.

Примечание. Некоторые лабораторные установки не имеют возможности переключения числа витков в катушке. В этом случае проводят измерения при двух различных углах отклонения стрелки компаса: на угол $\varphi = 30^\circ$, и угол $\varphi = 45^\circ$. Во второй столбец таблицы 11.1 и третий столбец таблицы 11.2 в этом случае записывают значения **угла отклонения стрелки компаса** в первом и во втором случаях. В данной ситуации в п. 7 нужно сравнить полученные результаты вычислений H_G , ΔH_G и ε_{H_G} в проведённых опытах и оценить, при каком угле отклонения стрелки компаса погрешность определения горизонтальной составляющей H_G меньше.

11.4 Контрольные вопросы

1) Из каких частей состоит магнитное поле Земли? Что такое солнечный ветер и почему это явление возникает?

2) Что такое угол магнитного наклона и угол магнитного склонения?

3) Поясните, почему возникновение главного магнитного поля Земли не может быть объяснено намагниченностью магнитоупорядоченных веществ, из которых состоит мантия и ядро Земли?

4) Сформулируйте закон Био-Савара-Лапласа и примените его к расчёту магнитного поля кругового тока.

5) В чём состоит метод определения горизонтальной составляющей магнитного поля Земли с помощью тангенс-гальванометра?

6) Поясните, почему размеры магнитной стрелки тангенс-гальванометра должны быть малы по сравнению с диаметром витков катушки.

11.5 Техника безопасности

- 1) Перед включением схемы убедиться, что регулятор напряжения выпрямителя находится в крайнем левом положении.
- 2) Сопротивление R установить несколько сотен Ом.
- 3) Миллиамперметр установить на предел не менее 300 мА.
- 4) Схему можно включить только после проверки и с разрешения преподавателя или лаборанта.
- 5) Во время работы не касаться токоведущих частей установки.
- 6) После выполнения работы и проверки результатов схему разобрать.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЗАИМНОЙ ИНДУКЦИИ ДВУХ СОЛЕНОИДОВ

Цель работы: определение коэффициента взаимной индукции двух соленоидов с помощью баллистического гальванометра.

12.1 Основные понятия и закономерности

Явлением взаимной индукции называется возникновение ЭДС индукции в одном из двух контуров при изменении тока в другом.

Изменение тока в одном контуре вызывает изменение магнитного поля в окружающем пространстве и, следовательно, изменяется магнитный поток Φ , пронизывающий другой контур. В соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея – Ленца изменение магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром, приводит к возникновению ЭДС индукции $\mathcal{E}$, величина которой пропорциональна скорости изменения этого потока.

$$\mathcal{E} = -k \frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.1)$$

в СИ $k = 1$, поэтому

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.2)$$

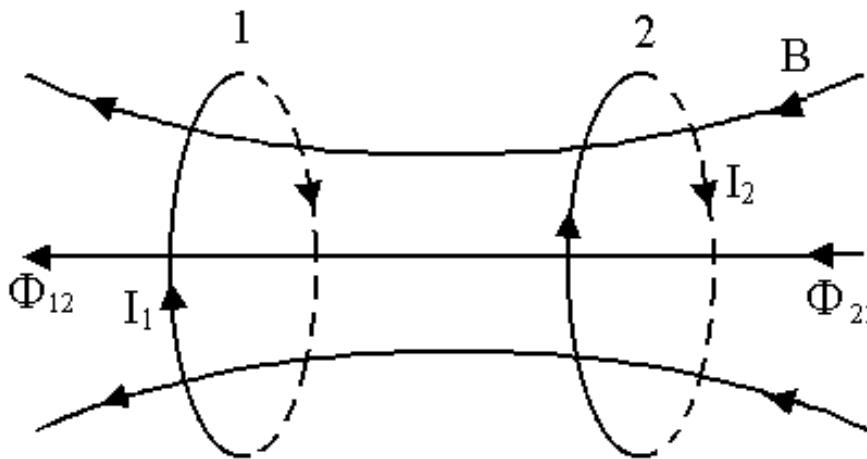


Рисунок 12.1

Магнитный поток Φ_{21} , пронизывающий контур 2, прямо пропорционален создающему этот поток току I_1 в первом контуре (рисунок 12.1):

$$\Phi_{21} = M_{21} \cdot I_1. \quad (12.3)$$

Коэффициент M_{21} называется коэффициентом взаимной индукции обоих контуров или, коротко, взаимной индуктивностью. Формула (12.3) является **статическим** определением коэффициента взаимной индукции рассматриваемых контуров.

Если ток во втором контуре I_2 , то магнитный поток Φ_{12} , пронизывающий первый контур, равен:

$$\Phi_{12} = M_{12} \cdot I_2. \quad (12.4)$$

Опыт и более подробное теоретическое рассмотрение показывают, что если окружающая витки среда не является магнитоупорядоченной, то:

$$M_{21} = M_{12} = M. \quad (12.5)$$

Когда ток I в одном контуре изменяется, пропорционально ему изменяется магнитный поток Φ , пронизывающий другой контур, и в последнем возникает ЭДС взаимной индукции:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\left(M \frac{dI}{dt} + I \frac{dM}{dt}\right). \quad (12.6)$$

Если контуры неподвижны, не изменяется их форма и магнитная проницаемость сердечника, то $M = \text{const}$, тогда:

$$\mathcal{E} = -M \frac{dI}{dt}. \quad (12.7)$$

Формула (12.7) является **динамическим** определением коэффициента взаимной индукции рассматриваемых контуров. Единица измерения коэффициента взаимной индукции в СИ 1 Генри (1 Гн). На основании (12.5) единицу коэффициента взаимной индукции можно определить так: – коэффициент взаимной индукции рассматриваемых контуров равен 1 Гн, если при протекании в одном контуре постоянного тока силой 1 А во втором возникает магнитный поток 1 Вб. Можно определить коэффициент взаимной индукции и на основании (12.7): – коэффициент взаимной индукции рассматриваемых контуров равен 1 Гн, если в одном из них возникает ЭДС индукции 1 В при изменении тока в другом контуре на 1 А за 1 сек.

$$1 \text{ Гн} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

Величина коэффициента взаимной индукции зависит от формы, размеров и взаимного расположения контуров, а также от магнитной проницаемости среды.

Взаимная индуктивность двух соленоидов, намотанных на общий сердечник, изготовленный из **немагнитоупорядоченного** материала, в СИ определяется формулой:

$$M = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{\ell}, \quad (12.8)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; N_1 и N_2 – число витков первого и второго соленоида; S – площадь поперечного сечения сердечника; ℓ – длина сердечника; μ – магнитная проницаемость материала сердечника.

Ферромагнетики являются магнитоупорядоченными веществами и магнитная проницаемость такого вещества не является постоянной величиной, а зависит от напряжённости магнитного поля, в которое он помещён. Следовательно, магнитная проницаемость сердечника трансформатора, изготовленного из ферромагнетика, зависит от числа ампер-витков его обмоток. Поэтому, если между рассматриваемыми контурами находится ферромагнитное вещество, то в общем случае $M_{21} \neq M_{12}$.

12.2 Методика определения коэффициента взаимной индукции с помощью гальванометра

12.2.1 Теория метода

Рассмотрим электрическую цепь (рисунок 12.2), состоящую из двух индуктивно связанных соленоидов, источника тока $\mathcal{E}$ и баллистического гальванометра G .

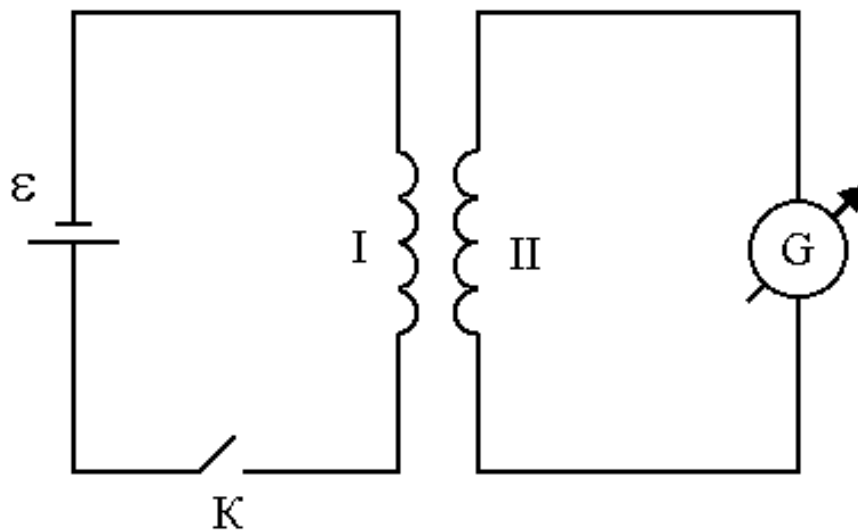


Рисунок 12.2 – Принципиальная электрическая схема для определения коэффициента взаимной индукции

При размыкании цепи первого соленоида ток в нем I_1 прекращается не мгновенно, а уменьшается от максимального значения I_1 до нуля в течение малого, но конечного промежутка времени Δt . Мгновенное значение силы тока I_2 , возникающего при этом во втором соленоиде, находится по закону Ома:

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}_2}{r_2}, \quad (12.9)$$

где r_2 – активное сопротивление цепи второго контура, $r_2 = r_g + r_c$, r_g – сопротивление баллистического гальванометра, r_c – сопротивление обмотки

второго соленоида, $\mathcal{E}_2$ – мгновенное значение ЭДС индукции, индуцированной во втором соленоиде, равное

$$\mathcal{E}_2 = -M \frac{dI_1}{dt}.$$

Тогда

$$I_2 = -\frac{M}{r_2} \cdot \frac{dI_1}{dt}. \quad (12.10)$$

С другой стороны,

$$I_2 = \frac{dq}{dt}, \quad (12.11)$$

где dq – количество электричества, проходящего через поперечное сечение проводника за время dt .

Из соотношений (12.10) и (12.11) получаем:

$$dq = -\frac{M}{r_2} dI_1. \quad (12.12)$$

Тогда полный заряд q , протекающий через любое сечение второго контура за время, в течение которого прекращается электрический ток в первом контуре, будет равен:

$$q = -\int_{I_1}^0 \frac{M}{r_2} dI_1 = \frac{M \cdot I_1}{r_2},$$

откуда находим:

$$M = \frac{q \cdot r_2}{I_1}. \quad (12.13)$$

Для измерения заряда q , протекающего при кратковременных токах, применяют баллистический гальванометр, отклонение подвижной системы которого пропорционально полному количеству электричества, протекающего через его обмотку, т. е.:

$$q = \beta \cdot n_{\max}, \quad (12.14)$$

где $n_{\max}$ – максимальное отклонение указателя от нулевого положения в делениях шкалы гальванометра, β – коэффициент пропорциональности, называемый баллистической постоянной гальванометра. Баллистическую постоянную обычно выражают в кулонах на деление.

Окончательно получаем для коэффициента взаимной индукции следующее выражение:

$$M = \frac{\beta \cdot n_{\max} \cdot r_2}{I_1}. \quad (12.15)$$

12.2.2 Порядок выполнения работы

1. Собрать электрическую цепь по схеме рисунка 12.3.

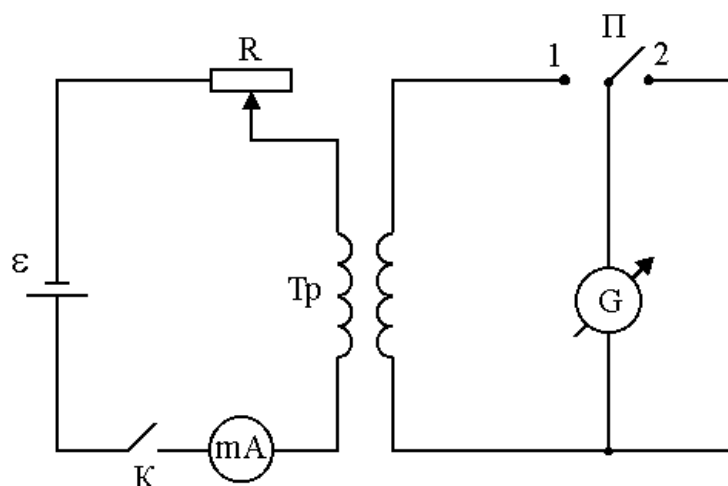


Рисунок 12.3 – Электрическая схема установки
 R – высокоомный реостат или магазин сопротивлений; K – ключ;
 Tr – исследуемый трансформатор с замкнутым сердечником;
 G – баллистический гальванометр; Π – переключатель;
 $\mathcal{E}$ – источник тока (выпрямитель).

2. Замкнуть ключ и реостатом или магазином сопротивлений установить ток $\sim 0,5$ мА.

3. Замкнуть переключатель в положение 1 и наблюдать максимальное отклонение указателя гальванометра при размыкании ключа K . Если оно мало, увеличить ток в первичной обмотке, предварительно поставив переключатель в нейтральное положение, и снова наблюдать отброс указателя гальванометра. После коррекции тока записать величину тока и значение максимального отброса указателя.

Таблица 12.1

Параметр	№ изм.				
	1	2	3	4	5
I_1, A					
$n_{\max,i}, c$					
$\langle n_{\max} \rangle$					
$\Delta n_{\max,i}$					
$(\Delta n_{\max,i})^2$					
$S_{\langle n_{\max} \rangle}$					
$(\Delta n_{\max})_{сл}$					
$(\Delta n_{\max})_{np}$					
$\Delta n_{\max}$					
$\delta_{n_{\max}}, \%$					

Таблица 12.2

	№ изм.				
Параметр	1	2	3	4	5
I_1, A					
$n_{\max,i}, \text{с}$					
$\langle n_{\max} \rangle$					
$\Delta n_{\max,i}$					
$(\Delta n_{\max,i})^2$					
$S_{\langle n_{\max} \rangle}$					
$(\Delta n_{\max})_{cl}$					
$(\Delta n_{\max})_{np}$					
$\Delta n_{\max}$					
$\delta_{n_{\max}}, \%$					

4. Переключатель П в положении 2 позволяет быстро прекратить колебания стрелки гальванометра.

5. Повторить опыт не менее пяти раз при одном и том же значении тока, вычислить среднее значение $n_{\max}$ и погрешность $\Delta n_{\max}$. Вычисления сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.

6. Все результаты измерений и вычислений записать в таблице 12.1.

7. Поменять местами катушки.

8. Выполнить все действия пунктов (2 – 5). Все результаты записать в таблице 12.2.

9. Значение баллистической постоянной β получить у лаборанта или преподавателя. По указанию преподавателя значение баллистической постоянной β может вычисляться по результатам дополнительных измерений с помощью специальной электрической цепи (схемы), описанной в лабораторной работе № 8 «Определение ёмкости конденсаторов»

10. По формуле (12.15) вычислить коэффициенты взаимной индукции M_1 и M_2 для двух включений обмоток трансформатора и определить ΔM_1 и ΔM_2 .

12.3 Контрольные вопросы

1. Сформулируйте закон Фарадея для электромагнитной индукции.
2. Дайте статическое и динамическое определение коэффициента взаимной индукции и единицы измерения коэффициента взаимной индукции.
3. От чего зависит коэффициент взаимной индукции двух соленоидов с общим ферромагнитным сердечником?
4. Сравнить полученные в опыте коэффициенты взаимной индукции для двух включений катушек M_1 и M_2 . Объяснить причины различия значений этих величин.

5. Почему для определения коэффициента взаимной индукции M измеряем заряд, протекающий во вторичной обмотке при выключении тока в первичной обмотке трансформатора?

12.4 Техника безопасности

1. Сборку схемы и все переключения в ней производить при отключённом источнике питания.
2. В процессе работы не касаться руками токоведущих частей установки.
3. Перед включением схемы убедиться в том, что тумблер «сеть» выпрямителя находится в положении «выкл.», а выходной регулятор напряжения в крайнем левом положении.
4. Включение схемы производить только после проверки и с разрешения преподавателя или лаборанта.
5. После выполнения работы разобрать схему и привести в порядок рабочее место.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ И ЁМКОСТИ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Цель работы: изучение цепей переменного тока с активным, ёмкостным и индуктивным сопротивлением.

13.1. Основные понятия и закономерности

Рассмотрим электрические колебания, возникающие в цепи, где имеется генератор, электродвижущая сила которых изменяется периодически. Они подобны вынужденным периодическим колебаниям тела, которые вызываются периодической внешней силой.

Мы ограничимся только цепями с сосредоточенными ёмкостями и индуктивностями и будем считать переменные токи квазистационарными. Иными словами, мы будем предполагать, что промежуток времени τ , в течение которого электрические величины принимают установившиеся значения, мал по сравнению с периодом колебаний T , и поэтому будем применять к мгновенным значениям всех электрических величин законы постоянного тока.

Далее, мы будем рассматривать только такие токи, мгновенные значения которых i изменяются во времени t по гармоническому закону (синусоидальному или косинусоидальному):

$$i = i_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (13.1)$$

где i_0 – амплитуда силы тока, $\varphi = \omega t + \varphi_0$ – фаза колебаний, φ_0 – начальная фаза, ω – циклическая частота колебаний, связанная с периодом колебаний T соотношением: $\omega = 2\pi/T$.

Причины такого выбора модели следующие. Во-первых, все технические генераторы переменного тока имеют ЭДС, изменяющуюся по закону, очень близкому к гармоническому, и потому создаваемые ими токи практически являются синусоидальными. Вторая причина заключается в том, что теория синусоидальных токов проста, и поэтому на примере таких токов можно выяснить основные особенности электрических колебаний.

Наконец, везде в дальнейшем мы будем считать, что колебания являются установившимися. Иными словами, будем предполагать, что с момента начала колебаний прошло достаточно большое время, так что амплитуды тока и напряжения уже достигли постоянного значения.

13.1.1 Активное сопротивление в цепи переменного тока

Рассмотрим сначала частный случай, когда генератор переменного тока замкнут на внешнюю цепь, имеющую сопротивление R и настолько малые индуктивность и ёмкость, что ими можно пренебречь. Сопротивление резистора называется активным, так как оно обуславливает необратимый

переход электрической энергии во внутреннюю энергию проводника, который при этом нагревается. Положим, что в цепи идёт переменный ток

$$I = I_0 \cos \omega t, \quad (13.2)$$

и найдем, по какому закону изменяется напряжение между концами внешней цепи (рисунок 13.1)

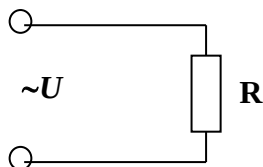


Рисунок 13.1

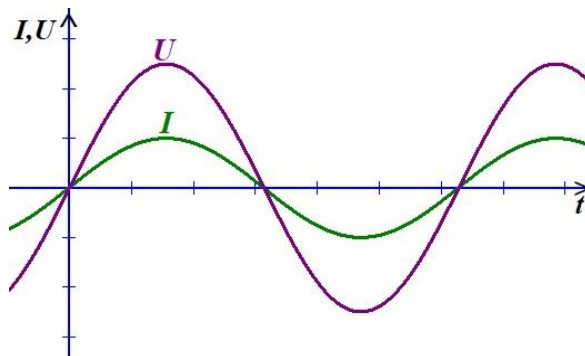


Рисунок 13.2

Применяя закон Ома, имеем

$$U = IR = I_0 R \cos \omega t. \quad (13.3)$$

Таким образом, напряжение на концах участка цепи изменяется также по гармоническому закону, причем **разность фаз** между колебаниями тока и напряжения равна нулю. Это означает, что напряжение и ток одновременно достигают максимальных значений, одновременно обращаются в нуль и т. д. (рисунок 13.2). Максимальное значение напряжения U_0 равно произведению амплитуды силы тока на активное сопротивление R участка цепи $U_{R0} = i_0 R$.

Гармонически изменяющиеся величины можно наглядно изображать при помощи векторных диаграмм. Токам и напряжениям, а также сопротивлениям, сопоставляются «векторы» (далее кавычки уберём), которые на векторных диаграммах «изображают» соответствующие величины. Длины этих векторов равны соответствующим им величинам.

Выберем ось диаграммы таким образом, чтобы вектор, изображающий колебания тока, был направлен вдоль этой оси. В дальнейшем мы будем называть его *осью токов*. Вектор, изображающий колебания напряжения, будет направлен вдоль оси токов (рисунок 13.3). Поскольку разность фаз между током и напряжением равна нулю, то длины этих векторов связаны соотношением $U_{R0} = i_0 R$.

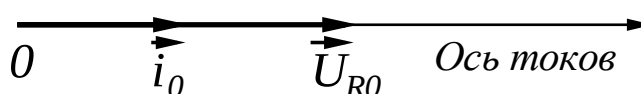


Рисунок 13.3

13.1.2 Ёмкость в цепи переменного тока

Положим теперь, что участок цепи содержит конденсатор ёмкостью C , причем сопротивлением и индуктивностью можно пренебречь. Выясним, по какому закону будет изменяться напряжение на концах участка в этом случае. Полагаем, что сила тока изменяется по закону $I = I_0 \cos \omega t$.

Напряжением U на конденсаторе называют разность потенциалов между обкладками конденсатора, то есть $U = \varphi_1 - \varphi_2$. При этом заряд на какой-либо из обкладок конденсатора, его ёмкость и напряжение на нём связаны с соотношением:

$$U = \frac{q}{C}. \quad (13.4)$$

В выражении (13.4) при вычислении напряжения по формуле $U = \varphi_1 - \varphi_2$ потенциал φ_1 – это потенциал той обкладки, заряд которой находится в числителе формулы (13.4).

Ток через конденсатор является током **смещения** и определяется быстротой изменения заряда на обкладках конденсатора, то есть:

$$i(t) = \frac{dq}{dt}. \quad (13.5)$$

Следовательно, заряд конденсатора и сила тока связаны соотношением:

$$q = \int i(t) dt. \quad (13.6)$$

Если сила тока в цепи изменяется по гармоническому закону

$$i = i_0 \sin \omega t, \quad (13.7)$$

то для заряда имеем:

$$q = \int i_0 \sin \omega t dt = -\frac{i_0}{\omega} \cos \omega t + q_0. \quad (13.8)$$

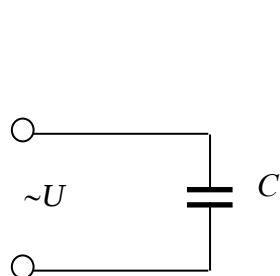


Рисунок 13.4

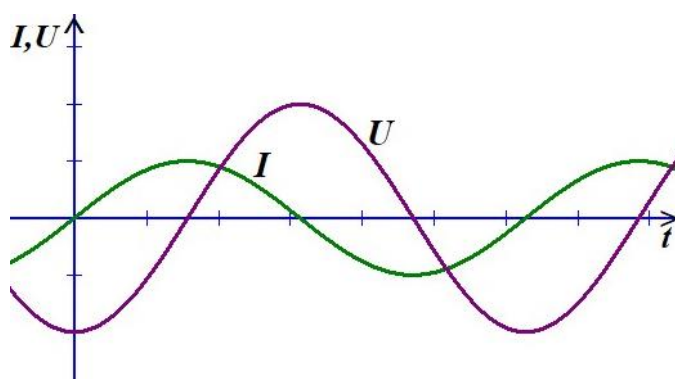


Рисунок 13.5

Произвольная постоянная интегрирования q_0 не связана с колебаниями тока, и поэтому мы положим $q_0 = 0$. Следовательно, с учётом формулы (13.4), для напряжения имеем:

$$U = -\frac{i_0}{\omega C} \cos \omega t = \frac{i_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (13.9)$$

Сравнение выражений (13.7) и (13.9) показывает, что при гармонических колебаниях тока в цепи напряжение на конденсаторе изменяется также по гармоническому закону, однако колебания напряжения на конденсаторе отстают по фазе от колебаний тока на $\pi/2$.

Изменение тока и напряжения во времени изображено графически на рисунке 13.5.

Полученный результат имеет простой физический смысл. Напряжение на конденсаторе в какой-либо момент времени определяется существующим зарядом конденсатора. Но этот заряд был обусловлен током, протекавшим предварительно в более ранней стадии колебаний. Поэтому колебания напряжения, как и колебания заряда, запаздывают относительно колебаний тока. Так, например, когда в момент времени $t=0$ сила тока равна нулю (рис.13.5), то на пластинах конденсатора ещё имеется заряд, перенесённый током в предыдущий промежуток времени, и напряжение не равно нулю. Для обращения в нуль этого заряда нужно, чтобы в течение промежутка времени, равного $T/4$, проходил ток положительного направления. Однако, когда заряд конденсатора (а значит, и напряжение) станет равным нулю, сила тока уже не будет равна нулю (рисунок 13.5) – она принимает максимальное значение.

Формула (13.9) показывает, что амплитуда напряжения на конденсаторе равна

$$U_0 = i_0 / (\omega C). \quad (13.10)$$

Сравнивая это выражение с законом Ома для участка цепи постоянного тока ($U = iR$), мы видим, что величина

$$R_C = 1/(\omega C), \quad (13.11)$$

зависящая от ёмкости конденсатора C , играет роль сопротивления участка цепи. Поэтому она получила название *кажущегося сопротивления ёмкости* или **ёмкостным сопротивлением**. Ёмкостное сопротивление равно отношению амплитуды напряжения на ёмкости к амплитуде силы тока в цепи. В Международной системе единиц СИ ёмкостное сопротивление измеряется в Ом. $1 \text{ Ом} = 1/(1 \text{ Ф} \cdot 1 \text{ с}^{-1}) = 1 \text{ Ф}^{-1} \cdot 1 \text{ с}$. Ёмкостное сопротивление равно величине, обратной произведению электрической ёмкости (в Ф) и циклической частоты переменного тока ω (в с^{-1}).

Полученные результаты можно представить в виде векторной диаграммы (рисунок 13.6). Здесь вектор, изображающий колебания напряжения, уже не совпадает с осью токов. Он повернут в отрицательном направлении (по часовой стрелке) на угол $\pi/2$. Модуль этого вектора равен амплитуде напряжения $i_0/(\omega C)$.

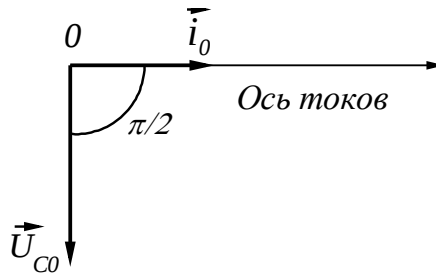


Рисунок 13. 6

Из формулы (13.11) видно, что сопротивление ёмкости $R_C = 1/(\omega C)$ зависит также от частоты ω . Поэтому при очень высоких частотах даже малые ёмкости могут представлять совсем небольшое сопротивление для переменного тока.

13.1.3 Индуктивность в цепи переменного тока

Рассмотрим, наконец, третий частный случай, когда участок цепи содержит только индуктивность. (рисунок 13.7)

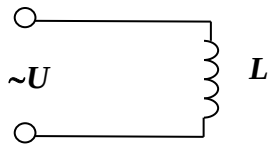


Рисунок 13.7

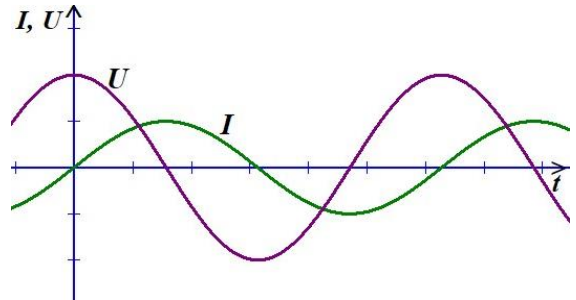


Рисунок 13.8

При наличии переменного тока в катушке индуктивности возникнет ЭДС самоиндукции, и поэтому мы должны применить закон Ома для неоднородного участка цепи (с ЭДС):

$$U = iR - \mathcal{E}. \quad (13.12)$$

В нашем случае $R = 0$, а ЭДС самоиндукции

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt}. \quad (13.13)$$

Поэтому

$$U = L \frac{di}{dt}. \quad (13.14)$$

Если сила тока в цепи изменяется по гармоническому закону

$$i = i_0 \sin \omega t, \quad (13.15)$$

то $(di/dt) = i_0 \omega \cos \omega t$ и для напряжения имеем:

$$U = i_0 \omega L \cos \omega t = i_0 \omega L \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (13.16)$$

Из сравнения выражений (13.15) и (13.16) видно, что колебания напряжения на индуктивности опережают по фазе колебания тока на $\pi/2$.

Когда сила тока, возрастая, проходит через нуль, напряжение уже достигает максимума, после чего начинает уменьшаться; когда сила тока становится максимальной, напряжение проходит через нуль, и т. д. (рисунок 13.8).

Физическая причина возникновения этой разности фаз заключается в следующем. Если активное сопротивление катушки индуктивности равно нулю, то приложенное напряжение в точности уравнивается ЭДС самоиндукции и поэтому равно ЭДС самоиндукции с обратным знаком. Но ЭДС пропорциональна не мгновенному значению тока, а скорости его изменения, которая будет наибольшей в те моменты, когда сила тока проходит через нуль. Поэтому максимумы напряжения совпадают с нулями тока и наоборот.

Из (13.16) следует, что амплитуда напряжения равна

$$U_{L0} = i_0 \omega L, \quad (13.17)$$

и, следовательно, величина

$$R_L = \omega L \quad (13.18)$$

играет ту же роль, что и сопротивление участка. Поэтому R_L называют *кажущимся сопротивлением индуктивности* или **индуктивным сопротивлением**. Индуктивное сопротивление равно отношению амплитуды ЭДС самоиндукции к амплитуде силы тока в цепи. В СИ индуктивное сопротивление измеряется в Ом. Индуктивное сопротивление равно произведению индуктивности L (в Гн) и циклической частоты тока ω (в с^{-1}).

Полученные результаты можно представить с помощью векторной диаграммы. Она показана на рисунок 13.9 Вектор, изображающий колебания напряжения, повернут относительно оси токов в положительном направлении (против часовой стрелки) на угол $\pi/2$, а его модуль, равный амплитуде напряжения, есть $U_{L0} = i_0 R_L$.

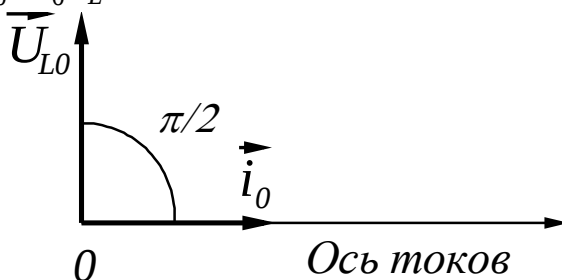


Рисунок 13. 9

13.1.4 Закон Ома для переменных токов

Реальные цепи переменного тока, как правило, содержат все виды нагрузки включённых как последовательно, так и параллельно. Рассмотрим цепь из последовательного соединения резистора R , катушки L и конденсатора C (рисунок 13.10).

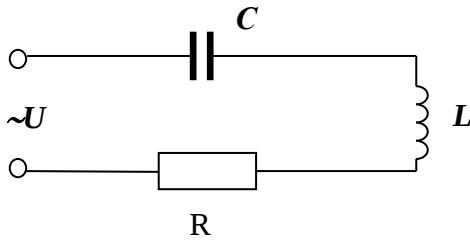


Рисунок 13.10

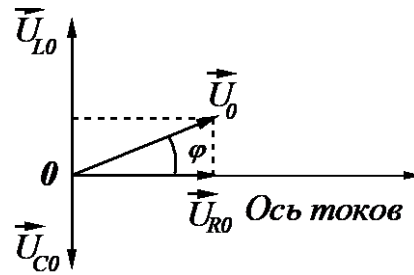


Рисунок 13.11

Как и ранее будем считать, что ток в цепи изменяется по гармоническому закону:

$$i = i_0 \sin \omega t, \quad (13.19)$$

и вычислим напряжение на рассматриваемом участке цепи. Так как при последовательном соединении проводников напряжения складываются, то искомое напряжение есть сумма трех напряжений: на сопротивлении, на ёмкости и на индуктивности, причем каждое из этих напряжений изменяется во времени по гармоническому закону.

Для сложения этих трех гармонических колебаний мы воспользуемся **векторной диаграммой** напряжения (рисунок 13.11). Колебания напряжения на активном сопротивлении изображаются «**вектором**» $\vec{U}_{R0}$, направленным вдоль оси токов и имеющим модуль $U_{R0} = i_0 R$; колебания напряжения на индуктивности и ёмкости – «**векторами**», перпендикулярными к оси токов, с модулями $i_0 \omega L$ и $i_0 / (\omega C)$. При этом стрелки, обозначающие векторы, часто на векторных диаграммах не изображаются.

На векторной диаграмме результирующее колебание изображается векторной суммой трех векторов, причем длина результирующего вектора равна амплитуде напряжения U_0 , а угол, образованный результирующим вектором с осью токов, – сдвигу фазы φ . Из треугольника напряжений (рисунок 13.11) получаем

$$U_0 = \sqrt{U_{R0}^2 + (U_{L0} - U_{C0})^2} \quad (13.20)$$

или:

$$U_0 = i_0 \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/(\omega C))^2}. \quad (13.21)$$

Напряжение в цепи изменяется по закону:

$$U = U_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (13.22)$$

Формула (13.21) имеет сходство с законом Ома в том смысле, что амплитуда напряжения U_0 пропорциональна амплитуде тока i_0 . Поэтому формулу (13.21) иногда называют *законом Ома для переменного тока*. Однако нужно помнить, что эта формула относится только к *амплитудам*, но не к мгновенным значениям U и i .

По аналогии с постоянным током, при переменном токе отношение амплитуды полного напряжения к амплитуде тока

$$Z = U_0 / i_0 = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/(\omega C))^2} \quad (13.23)$$

называют *сопротивлением цепи для переменного тока*.

Аналогично, отношение амплитуды активной составляющей напряжения U_a к амплитуде тока i_0

$$R = U_a / i_0 \quad (13.24)$$

называется *активным сопротивлением* цепи. В рассмотренной цепи оно равно сопротивлению для постоянного тока. Активное сопротивление всегда приводит к выделению тепла по закону Джоуля-Ленца.

Величину

$$X_p = \omega L - 1/\omega C \quad (13.25)$$

называют *реактивным сопротивлением* цепи. Для данного случая оно равно разности кажущихся сопротивлений индуктивности и ёмкости. Наличие реактивного сопротивления не сопровождается выделением тепла. Из формулы (13.23) видно, что для нахождения сопротивления цепи переменного тока нельзя просто сложить активное и реактивные сопротивления. Для получения правильного результата можно, например, представить полное сопротивление цепи для переменного тока комплексным числом $\hat{Z} = R + iX_p$, где i – мнимая единица, удовлетворяющая условию $i^2 = -1$, $X_p = X_L + X_C = \omega L + (-1/(\omega C))$ – реактивное сопротивление цепи переменного тока. Как известно из математики, модуль $Z = |\hat{Z}|$ комплексного числа $\hat{Z} = R + iX_p$, определяется выражением $Z = |\hat{Z}| = \sqrt{R^2 + X_p^2} = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/(\omega C))^2}$ в полном соответствии с выражением (13.23). Введённую выше комплексную величину $\hat{Z} = R + iX_p = R + i\{\omega L - 1/(\omega C)\}$ называют *импедансом* рассматриваемой цепи.

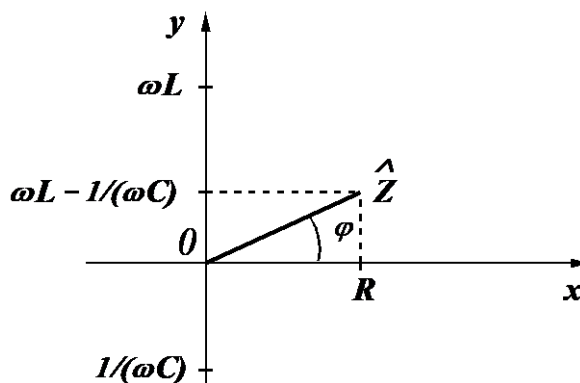


Рисунок 13.12

Комплексные числа изображаются точками на плоскости с декартовой прямоугольной системой координат (рисунок 13.12). По оси абсцисс откладывают в выбранном масштабе вещественную часть (активное сопротивление R), а по оси ординат – мнимую часть (реактивное

сопротивление $X_P = X_L + X_C = \omega L + (-1/(\omega C))$. При этом индуктивное сопротивление считается положительным, а ёмкостное – отрицательным.

Из рисунка 13.12 видно, что

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/(\omega C)}{R}. \quad (13.26)$$

Большинство электроизмерительных приборов измеряют не амплитудные, а **эффективные** (действующие) значения напряжений и токов. Если мгновенные сила тока и напряжение изменяются по гармоническому закону, эффективные значения силы тока и напряжения связаны с амплитудными следующим образом:

$$I_{\text{эф}} = i_0 / \sqrt{2}; \quad U_{\text{эф}} = U_0 / \sqrt{2}. \quad (13.27)$$

Такая связь эффективных (действующих) и амплитудных значений для напряжения и силы тока в цепях переменного тока объясняется тем, что эффективные значения этих величин вводят по мощностным показателям, эквивалентным постоянному току такой же мощности.

В цепи постоянного тока мощность пропорциональна квадрату силы тока или напряжения: $P = I^2 R$, $P = U^2 / R$. **Эффективное** значение переменного тока равно величине такого постоянного тока, который за время, равное одному периоду переменного тока, произведёт такую же работу (тепловой или электродинамический эффект), что и рассматриваемый переменный ток, то есть:

$$I_{\text{эф}} = \sqrt{1/T \int_0^T i^2(t) dt}$$

Для гармонического переменного тока имеем:

$$\int_0^T i_0^2 (\sin \omega t)^2 dt = i_0^2 \int_0^T \frac{(1 - \cos(2\omega t))}{2} dt = \frac{i_0^2 T}{2}$$

Следовательно, для эффективного значения силы тока получаем: $I_{\text{эф}} = \sqrt{i_0^2 T / (2T)} = i_0 / \sqrt{2}$, в полном соответствии с (13.27). Аналогично определяется эффективное напряжение переменного тока.

13.2 Порядок выполнения работы

1. Соберите схему по рисунку 13.13. Значение активного сопротивления катушки R либо приведено на установке, либо, по указанию преподавателя измерьте его при помощи мостика Уитстона, либо мультиметром.
2. Замкните ключ K и, подав в цепь напряжение U , измерьте силу тока I_1 . Здесь и в следующем пункте опыты выполняются не менее пяти раз при одном и том же значении напряжения. Результаты занесите в таблицу 13.1
3. Разомкните ключ и измерьте силу тока I_2 .

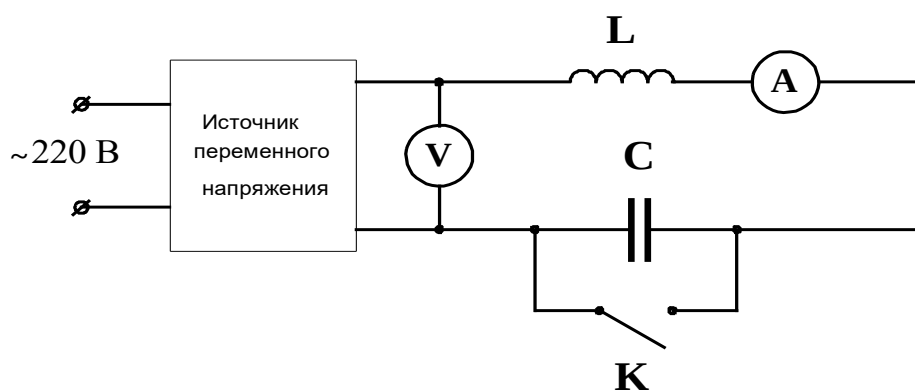


Рисунок 13.13

4. Вычислите, используя найденные средние значения напряжения и токов:

- индуктивное сопротивление цепи $R_L = \sqrt{(U/I_1)^2 - R^2}$,
- индуктивность катушки $L = R_L / \omega$, ($\omega = 2\pi f = 314 \text{ с}^{-1}$.),
- ёмкостное сопротивление $R_C = R_L + \sqrt{(U/I_2)^2 - R^2}$,
- ёмкость конденсатора $C = 1/\omega R_C$.

Вычисления погрешностей указанных величин сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$ по методике, описанной в лабораторной работе № 1 «Измерение физических величин и обработка результатов измерений» в учебном пособии «Лабораторный практикум по курсу общей физики. Часть 1».

5. Постройте в масштабе векторную диаграмму для действующих значений напряжений, вычислив их для наибольшего значения силы тока I_2 :

$$U_R = I_2 R, U_L = I_2 R_L, U_C = I_2 R_C.$$

Таблица 13.1

	№ изм.				
Параметр	1	2	3	4	5
U, B					
$\langle U \rangle, B$					
I_1, A					
$\langle I_1 \rangle, A$					
I_2, A					
$\langle I_2 \rangle, A$					
$R, Ом$					
$\Delta R, Ом$					
$R_L, Ом$					
$\Delta R_L, Ом$					
$L, Гн$					
$\Delta L, Гн$					
$\Delta R_C, Ом$					
$C, Ф$					
$\Delta C, Ф$					

13.3 Контрольные вопросы

1. Что называется активным сопротивлением цепи? Что называется индуктивным сопротивлением цепи?
2. Выведите формулу для нахождения индуктивного сопротивления цепи.
3. Дайте определение ёмкостного сопротивления цепи переменного тока.
4. Выведите формулу для нахождения ёмкостного сопротивления цепи.
5. Постройте векторные диаграммы токов и напряжений для цепей переменного тока, содержащих различные элементы (активное сопротивление, ёмкость, индуктивность).
6. Что такое эффективные (действующие) значения напряжений и токов и как они связаны с амплитудными значениями напряжений и токов?
7. Выведите формулу полного сопротивления последовательно соединённых резистора, катушки и конденсатора.

13.4 Техника безопасности

1. Сборку схемы и все переключения в ней производить при отключённом источнике питания.
2. В процессе работы не касаться руками токоведущих частей установки.
3. Включение схемы производить только после проверки и с разрешения преподавателя или лаборанта.
4. После выполнения работы разобрать схему и привести в порядок рабочее место.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА

Цель работы: определение показателя преломления стекла с помощью измерительного микроскопа.

14.1 Основные сведения и методика исследования

Способ определения показателя преломления плоскопараллельной стеклянной пластинки (оптически прозрачной среды, ограниченной двумя параллельными плоскостями) основан на законе преломления света. Абсолютный показатель преломления какой-либо среды равен отношению синуса угла падения i светового луча в вакууме (или в воздухе) к синусу угла преломления j того же луча в среде, т. е.

$$n = \frac{\sin i}{\sin j}. \quad (14.1)$$

Известно, что если смотреть на какой-либо предмет, находящийся на дне реки, то этот предмет кажется находящимся на более близком расстоянии от поверхности реки, чем это имеет место в действительности. Такое же явление «приближения» наблюдается у плоскопараллельной стеклянной пластинки, если смотреть через неё на предмет. Пользуясь законом преломления (14.1), легко определить связь между показателем преломления среды n и «приближением», вызываемым преломлением света на плоской границе раздела двух сред.

В основе метода определения показателя преломления n стеклянной пластинки, на микроскопе лежит явление кажущегося уменьшения толщины пластинки вследствие преломления световых лучей, проходящих в стекле при рассматривании пластинки перпендикулярно к ее поверхности. Построение изображения от светящейся точки O дано на рисунке 14.1.

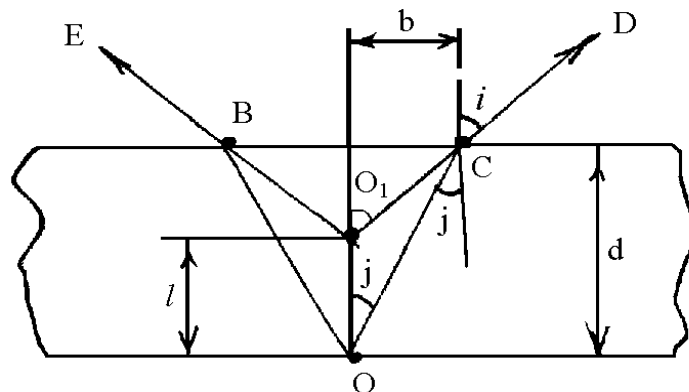


Рисунок 14.1

Наблюдатель рассматривает точку O через пластинку толщиной d . Проведём из точки O два произвольных луча OB и OC . После преломления эти

лучи пойдут по направлениям CD и BE. Наблюдая сверху, мы увидим изображение точки O на пересечении продолжения лучей DC и BE, т. е. в точке O₁. Таким образом, точка O покажется нам расположенной ближе на величину OO₁ = l. Найдем связь между n, d и величиной кажущегося поднятия точки l. Из рисунка 14.1 находим:

$$\frac{d}{b} = \operatorname{ctg} j, \quad \frac{b}{d-l} = \operatorname{tg} i;$$

перемножив эти равенства, получим

$$\frac{d}{d-l} = \frac{\sin i}{\sin j} \cdot \frac{\cos j}{\cos i};$$

учитывая, что

$$\frac{\sin i}{\sin j} = \frac{n_2}{n_1} = n, \quad \cos j = \sqrt{1 - \sin^2 j} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}, \quad \cos i = \sqrt{1 - \sin^2 i}$$

тогда:

$$\frac{d}{d-l} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}},$$

при $i \rightarrow 0$ имеем: $\lim_{i \rightarrow 0} \frac{d}{d-l} = \lim_{i \rightarrow 0} \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}} = n$

т. е. при вертикальном наблюдении:

$$n = \frac{d}{d-l} = \frac{d}{d_1}, \tag{14.2}$$

где $d_1 = d - l$ – кажущаяся толщина пластины.

14.2 Порядок выполнения работы на микроскопе

Для проведения измерений в работе используется микроскоп, схема которого показана на рисунке 14.2. Следует иметь в виду, у фактически используемого микроскопа конструкция и расположение различных частей и узлов может отличаться от изображения на схеме (рис. 14.2).

Несущая часть конструкции микроскопа, называемая штативом, состоящего из основания 3, колонки 4 и предметного столика 5, на котором размещают объект исследования. Предметный столик вращается и перемещается во взаимно перпендикулярных плоскостях с помощью винтов. В центре столика находится круглое отверстие для освещения препарата снизу лучами света, направляемыми зеркалом микроскопа от осветительного прибора, находящегося под предметным столиком.

Часть элементов оптической системы микроскопа связана с тубусом (тубус – труба, оправа) 6. К нижней части тубуса прикрепляется объектив 1.

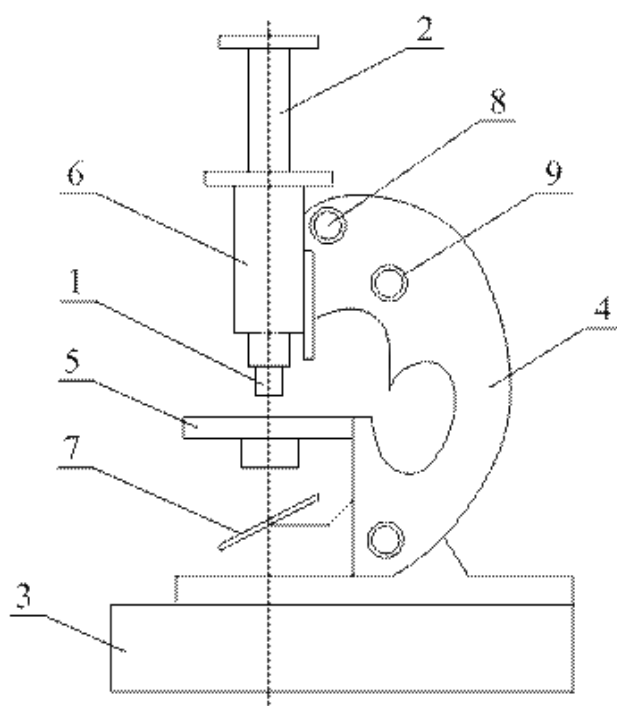


Рисунок 14.2

Тубус связан с колонкой при помощи салазок и может передвигаться в них при вращении двух винтов. При вращении винтов по часовой стрелке труба опускается по направлению к препарату, при вращении против часовой стрелки – поднимается от препарата. Макрометрический винт 8 (кремальера, зубчатка, макровинт) служит для предварительной ориентировочной установки изображения рассматриваемого объекта. Более медленное и измеряемое передвижение тубуса с салазками с целью чёткой установки на фокус происходит при вращении микрометрического винта (миковинт) 9. Цена деления

шкалы микрометрического винта составляет 0,002 мм. При полном повороте миковинта труба передвигается на 0,1 мм (100 мкм)

В оптическую часть микроскопа входят также зеркало 7, объектив 1 и окуляр 2. Зеркало 7 служит для направления лучей от источника света вдоль оси прибора. В некоторых микроскопах между зеркалом 7 и предметным столиком 5 помещают конденсор, который представляет собой линзу или систему линз, собирающую лучи от источника света и направляющую сформированный световой пучок света на образец на столике. В отсутствии конденсора с той же целью зеркало 7 делают вогнутым. Все части оптической системы строго центрированы относительно друг друга.

Объектив (от латинского *objectum* – предмет) – наиболее важная часть микроскопа. Это многолинзовая короткофокусная система, от качества которой зависит в основном изображение объекта. Наружная линза, обращённая плоской стороной к препарату, называется фронтальной. Именно она обеспечивает увеличение. Остальные линзы в системе объектива выполняют преимущественно функции коррекции оптических недостатков, возникающих при исследовании объектов.

Окуляр (от латинского *ocularis* – глазной) служит непосредственным продолжением «линз» (хрусталиков) глаз человека. Преломляющую систему глаза можно рассматривать как двояковыпуклую линзу со средним фокусным расстоянием 15 см (расстояние наилучшего зрения - 25 см).

Окуляр состоит из двух линз - глазной (верхней) и полевой, или собирающей (нижней), заключённых в металлическую оправу. Назначение

полевой линзы - собирать лучи, идущие от объектива, таким образом, чтобы они проходили через маленькое отверстие глазной линзы.

При прохождении лучей в окуляре происходит прямое мнимое увеличение действительного обратного и увеличенного изображения, которое дает объектив. Увеличение окуляра выгравировано на его оправе. Рабочее увеличение окуляров колеблется в пределах от 4х до 15х.

Ниже описаны порядок проведения и обработка результатов измерений.

1. Поместить испытуемую плоскопараллельную пластинку на предметный столик микроскопа и осветить светом электрической лампы.
2. При помощи микрометрического винта 9 и кремальеры 8 установить микроскоп на отчётливое видение верхней царапины. Если царапина не находится в поле зрения микроскопа, пластинку следует осторожно передвинуть. При этом необходимо помнить, что изображение в микроскопе обратное и передвижение пластинки вправо сместит изображение царапины влево, а перемещение пластинки вверх вызовет смещение ее изображения выше.
3. После установки микроскопа на видение верхней царапины, записать в таблицу 14.1 показание положения микрометрического винта m_1 .

Таблица 14.1

№ изм.	m_{1i}	$\langle m_1 \rangle$	Δm_{1i}	$(\Delta m_{1i})^2$	$s_{\langle m_1 \rangle}$	$\Delta m_{1cл}$	Δm_{1np}	Δm_1	δm_1
1									
2									
3									
4									
5									

4. Вращением микрометрического винта установить отчётливое видение нижней царапины и записать новое положение микрометрического винта m_2 , записать в таблицу 14.2 показание положения микрометрического винта m_2 . Для устранения ошибки, вызываемой мёртвым ходом винта, следует делать наводку микроскопа на обе царапины, вращая винт в одном и том же направлении.

Таблица 14.2

№ изм.	m_{2i}	$\langle m_2 \rangle$	Δm_{2i}	$(\Delta m_{2i})^2$	$s_{\langle m_2 \rangle}$	$\Delta m_{2cл}$	Δm_{2np}	Δm_2	δm_2
1									
2									
3									
4									
5									

5. Повторить действия пунктов 3 и 4 не менее пяти раз.

6. Истинную толщину пластинки измерить микрометром. Измерения толщины пластинки произвести не менее пяти раз в различных точках в пределах положения царапины в том месте пластинки, которое было под объективом микроскопа. Результаты измерений занести в таблицу 14.3.

Таблица 14.3

№ изм.	d_i	$\langle d \rangle$	Δd	$(\Delta d_i)^2$	$s_{\langle d \rangle}$	$\Delta d_{сл}$	Δd_{np}	Δd	δd
1									
2									
3									
4									
5									

7. Вычислить средние значения всех величин, полученных прямыми измерениями, полные и относительные погрешности их измерений. Вычисления сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.
8. Искомое перемещение тубуса микроскопа, дающее кажущуюся толщину пластины, будет равно

$$\langle d_1 \rangle = (Nz + c \langle m \rangle) = (Nz + c(\langle m_2 \rangle - \langle m_1 \rangle)),$$

где N – число полных оборотов барабана микроскопа;
 $\langle m \rangle = (\langle m_2 \rangle - \langle m_1 \rangle)$; z – шаг винта; c – цена одного деления барабана; – число делений в неполном обороте барабана. Шаг винта, это перемещение тубуса, при котором происходит один оборот микрометрического винта. Его можно определить как произведение цены деления барабана на количество делений барабана. Например, если шкала микрометрического винта имеет 50 делений, а цена одного деления $c = 0,002$ мм, то шаг микрометрического винта соответствует перемещению тубуса на 0,1 мм ($0,002 \text{ мм} \times 50 = 0,1 \text{ мм}$). Для фактически используемого в лабораторной работе микроскопа значения цены деления микрометрического винта и числа делений на нём могут отличаться от величин в приведённом примере.

9. Из полученных средних значений истинной и кажущейся толщины пластинки по формуле $\langle n \rangle = \langle d \rangle / \langle d_1 \rangle$ вычислить показатель преломления стекла. Вывести формулу для вычисления, а также рассчитать погрешности измерения показателя преломления. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 14.4.

Таблица 14.4

$\langle d \rangle$	$\langle d_1 \rangle$	$\langle n \rangle$	Δn	δn

14.3 Контрольные вопросы

1. Что такое показатель преломления?
2. Сформулируйте законы преломления и отражения света.
3. Выполните построение изображения в микроскопе.
4. Что называется увеличением микроскопа?
5. Выведите рабочую формулу.

14.4 Техника безопасности

1. При выполнении работы необходимо следить за тем, чтобы объектив микроскопа не касался исследуемой стеклянной пластинки.
2. Свет от осветителя микроскопа следует направлять на зеркало таким образом, чтобы равномерно осветить поле зрения микроскопа.
3. Во время работы не касаться токоведущих частей осветителя.
4. По окончании работы отключить источник питания осветителя от сети.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Цель работы: изучить принцип работы рефрактометра и исследовать зависимость показателя преломления раствора от его концентрации.

15.1 Теоретические сведения

При переходе света через границу раздела двух оптически прозрачных сред происходит изменение направления его распространения: свет частично отражается, частично преломляется.

Абсолютный показатель преломления однородной оптически прозрачной среды

$$n = c/v, \quad (15.1)$$

где c – скорость распространения света в вакууме, v – скорость его распространения в данной среде.

Сформулируем законы отражения и преломления света при помощи рисунка 15.1.

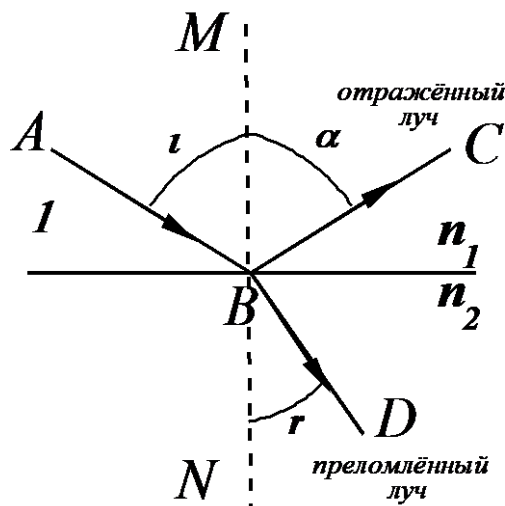


Рисунок 15.1

На этом рисунке: АВ – падающий, ВС – отражённый луч, BD – преломлённый луч, MN – нормаль к границе раздела двух сред, проведённая через точку падения. i – угол падения луча, α – угол отражения, r – угол преломления.

Законы отражения:

1. Падающий луч, отражённый луч и нормаль к границе раздела двух сред, проведённая через точку падения, лежат в одной плоскости.
2. Угол отражения равен углу падения $i = \alpha$.

Законы преломления:

1. Падающий луч, преломлённый луч и нормаль к границе раздела двух сред, проведённая через точку падения, лежат в одной плоскости.

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению показателей преломления второй среды и первой:

$$\sin i / \sin r = n_2 / n_1 \quad (15.2)$$

Из формулы (15.2) следует, что при переходе света из среды с меньшим показателем преломления (оптически менее плотная среда) в среду с большим показателем преломления (оптически более плотная среда) угол падения луча больше угла преломления (рисунок 15.2, а,б)

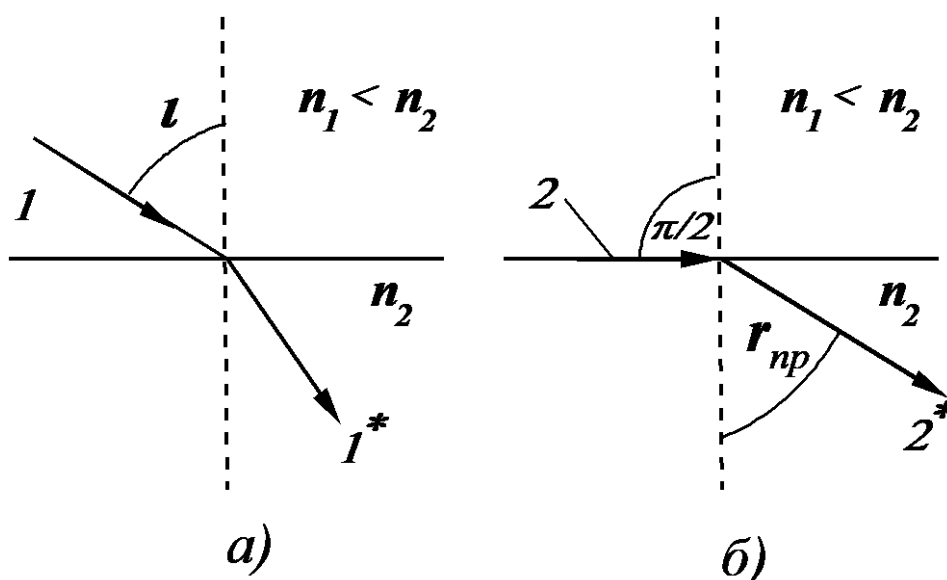


Рисунок 15.1

Если луч падает на границу раздела сред под наибольшим возможным углом $i = \pi/2$ (луч скользит по границе раздела сред), то он будет преломляться под углом $r_{np} < \pi/2$. Этот угол является наибольшим углом преломления для данных сред и называется *предельным углом преломления*. Из закона преломления света следует

$$n_2 / n_1 = \sin(\pi/2) / \sin r_{np} = 1 / \sin r_{np},$$

откуда

$$\sin r_{np} = n_1 / n_2.$$

Если свет переходит из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, то угол преломления больше угла падения (рисунок 15.3, а,б). При некотором угле падения (луч 2) угол преломления равен $\pi/2$, т. е. преломлённый луч скользит вдоль границы раздела двух сред. При дальнейшем увеличении угла падения преломление не происходит, весь падающий свет отражается (полное отражение). Угол i_{np} называется *предельным углом полного отражения*. Из закона преломления следует:

$$n_2 / n_1 = \sin i_{np} / \sin(\pi/2) = \sin i_{np}.$$

Таким образом, *предельный угол преломления и предельный угол отражения для данных сред зависят от их показателей преломления.*

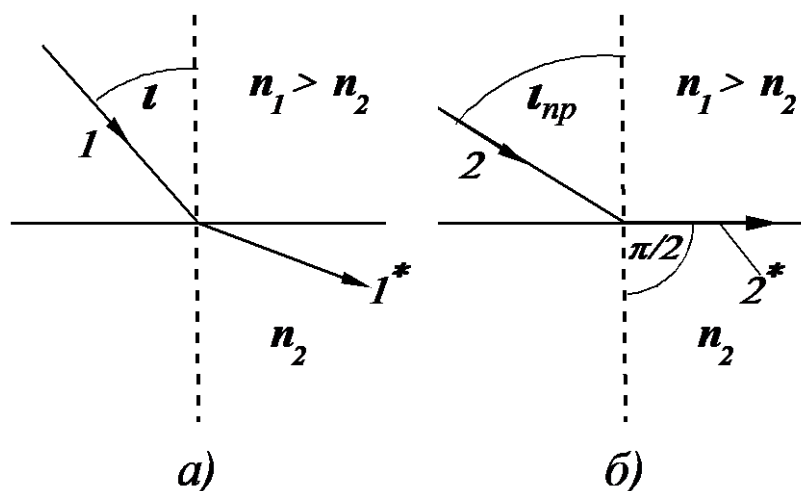


Рисунок 15.3

Это явление нашло применение в приборах для измерения показателя преломления веществ – *рефрактометрах*, используемых при определении чистоты воды, концентрации общего белка сыворотки крови, для идентификации различных веществ и т. д. На рисунке 15.4 приведена фотография используемого в данной лабораторной работе рефрактометра ИРФ-22.



Рисунок 15.4

15.2 Описание установки

Основной частью рефрактометра является призмный блок Аббе, представляющий собой две прямоугольные призмы 1 и 2 (рисунок 15.5), сложенные гипотенузными гранями, между которыми имеется зазор 0,1 мм для размещения капли исследуемой жидкости. Обе призмы изготовлены из оптически плотного стекла (тяжёлый флинт), показатель преломления которого больше 1,7. Показатели преломления исследуемых жидкостей должны быть меньше, чем показатель преломления стекла. Нижняя грань АВ верхней призмы матовая (шероховатая) и служит для освещения рассеянным

светом от источника (3) исследуемой жидкости между призмами. Свет от источника (3), рассеянный матовой поверхностью, проходит плоскопараллельный слой исследуемой жидкости и падает на гипотенузную грань CD нижней измерительной призмы под различными углами (от 0° до 90° градусов). По этой причине лучи света попадают из слоя исследуемой жидкости в измерительную призму (2) в пределах от 0° до $r_{пр}$. Для скользких лучей (с углом падения $\sim 90^\circ$) угол падения на границе жидкость – измерительная призма будет близок к предельному. Этот угол и определяет границу распространения света в призме. Пространство внутри этого угла

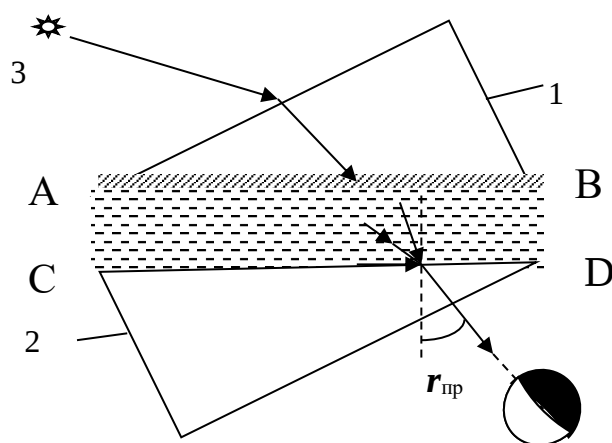


Рисунок 15.5

будет освещённым, а вне его – тёмным.

Таким образом, поле зрения, видимое в зрительную трубу, разделено на две части: тёмную и светлую. Положение границы раздела света и тени определяется предельным углом преломления, зависящим от показателя преломления исследуемой жидкости.

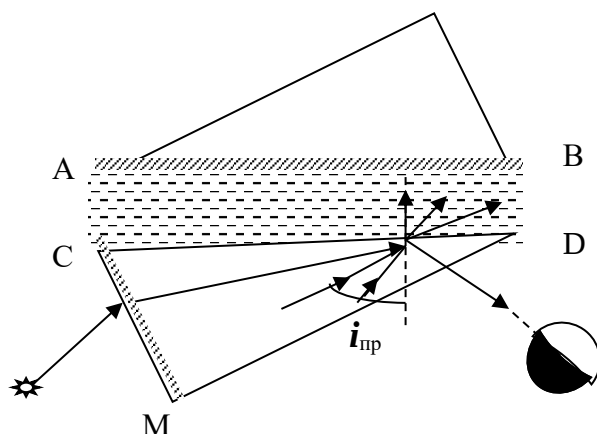


Рисунок 15.6

Если исследуемая жидкость имеет большой показатель поглощения (мутная, окрашенная жидкость), то во избежание потерь энергии при

прохождении света через жидкость измерения проводят в отражённом свете. Ход лучей в рефрактометре в этом случае показан на рисунке 15.6.

Луч света от источника проходит через матовую боковую грань СМ нижней призмы. При этом свет рассеивается и попадает на гипотенузную грань CD, соприкасающуюся с исследуемой жидкостью, под всевозможными углами от 0 до 90°.

Если жидкость оптически менее плотная, чем стекло, то лучи, падающие под углами, большими i_{np} , будут испытывать полное отражение и выходить через вторую боковую грань нижней призмы в зрительную трубу. Поле зрения, видимое в зрительную трубу, будет, как и в первом случае, разделено на светлую и тёмную части. Положение границы раздела в данном случае определяется предельным углом полного отражения, который зависит от показателя преломления исследуемой жидкости.

Как отмечено выше, с помощью этого прибора можно исследовать вещества, показатель преломления которых меньше показателя преломления измерительных призм.

Оптическая система рефрактометра показана на рисунке 15.7.

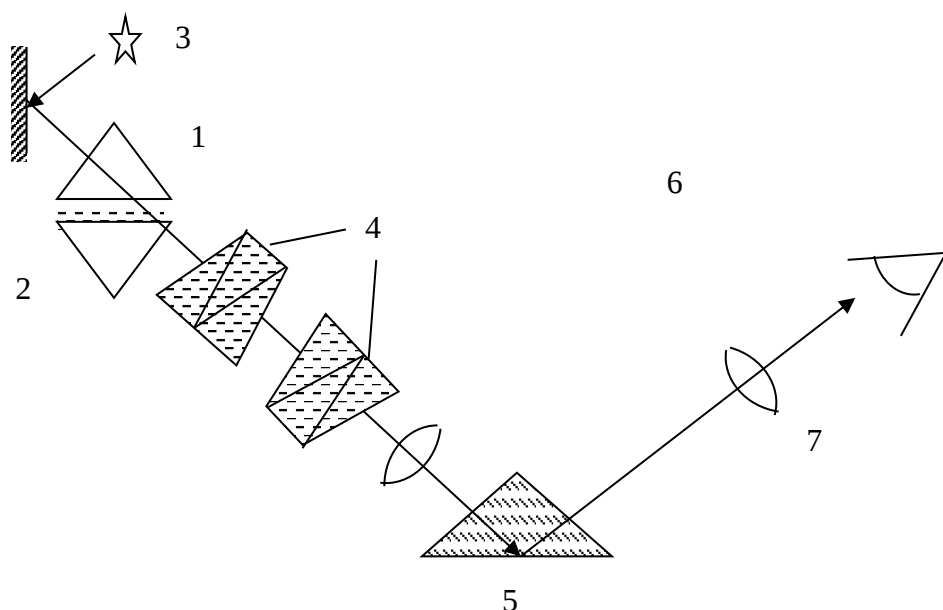


Рисунок 15.7

В рефрактометре используется источник (3) белого света. Вследствие дисперсии при прохождении светом призм (1) и (2) граница света и тени оказывается окрашенной. Во избежание этого перед объективом зрительной трубы помещают компенсатор дисперсии (4), который состоит из двух одинаковых сложных призм (призм Амичи). Каждая из призм Амичи склеена из трех простых призм из разного стекла, обладающих различным показателем преломления. Призмы подбирают так, чтобы монохроматический луч с длиной волны $\lambda = 589,3$ нм (длина волны жёлтой линии натрия) не испытывал после прохождения компенсатора отклонения. Лучи с другими длинами волн

отклоняются призмами в различных направлениях. Перемещая призмы компенсатора с помощью специальной рукоятки, добиваются того, чтобы граница света и тени стала возможно более резкой.

Лучи света, пройдя компенсатор, попадают в объектив (6) зрительной трубы. Изображение границы раздела света и тени рассматривается в окуляр (7) зрительной трубы. Одновременно в окуляр рассматривается шкала, на которой нанесены значения показателя преломления, как это изображено на рисунке 15.8. Граница раздела светлого и тёмного поля, наблюдаемая в зрительной трубе, однозначно связана со шкалой показателей преломления рефрактометра, которая градуируется в значениях для величины показателя преломления исследуемой жидкости

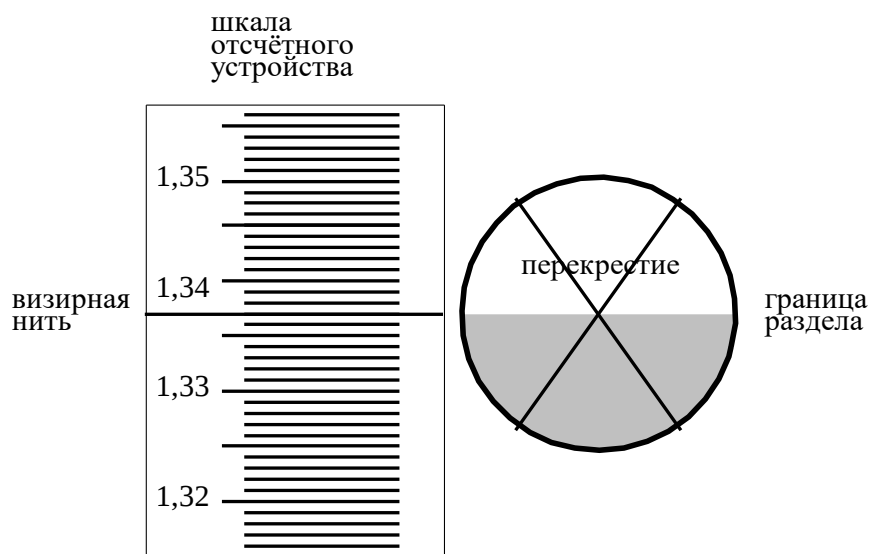


Рисунок 15.8

Оптическая система рефрактометра содержит также поворотную призму (5). Она позволяет расположить ось зрительной трубы перпендикулярно призмам (1) и (2), что делает наблюдение более удобным.

В общей фокальной плоскости объектива и окуляра зрительной трубы помещают стеклянную пластинку, на которую нанесена визирная линия. Перемещением зрительной трубы добиваются совпадения визирной линии с границей раздела света и тени и по шкале определяют значение показателя преломления.

15.3 Порядок выполнения работы

1. Для подготовки прибора к работе используется дистиллированная вода, показатель преломления которой $n = 1,333$ при $20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

2. Проведите измерения показателей преломления n для дистиллированной воды и предложенных растворов NaCl известной концентрации (количество растворов известной концентрации C_K ($k=1,2,\dots$) определяет преподаватель, как правило, $3\div 4$) и одного раствора неизвестной концентрации C_X . Измерения проведите не менее пяти раз для каждого из

растворов. Результаты измерений заносите в таблицу 15.1. Погрешности показателей преломления вычисляйте с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.

Примечание. Перед каждым повторным измерением осторожно снимайте салфеткой нанесённую на измерительную призму жидкость и только потом наносите ее вновь.

3. По результатам измерений постройте на миллиметровой бумаге график $n = f(C)$. По определённым путём измерений показателю преломления раствора с неизвестной концентрацией определите по построенному графику концентрацию этого раствора.

Таблица 15.1

C_K , %	№ изм.	$n_{K,i}$	$\langle n \rangle$	$\Delta n_{K,i}$	$(\Delta n_{K,i})^2$	$S_{\langle n \rangle}$	Δn_{cl}	Δn_{np}	Δn	$\delta_n, \%$
C_1	1									
	2									
	3									
	4									
	5									
C_2	1									
	2									
	3									
	4									
	5									
C_3	1									
	2									
	3									
	4									
	5									
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
C_X	1									
	2									
	3									
	4									
	5									

15.4 Контрольные вопросы

1. Сформулируйте законы отражения и преломления света.
2. Что называется предельным углом преломления?
3. Что называется предельным углом отражения?
4. Опишите устройство рефрактометра.
5. Начертите ход лучей в рефрактометре в проходящем и отражённом свете.
6. Для каких целей применяется рефрактометр?

15.5 Техника безопасности

1. Быть предельно аккуратным при помещении капли раствора между призмами рефрактометра. Раствор не должен выходить за пределы призм.
2. Во время работы не касаться токоведущих частей осветителя.
3. По окончании работы отключить источник питания осветителя от сети.
4. По окончании работы убрать раствор и привести рабочее место в порядок.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ

Цель работы: изучение явления интерференции света и определение длины волны с помощью бипризмы.

16.1 Основные сведения. Интерференция волн. Когерентные источники

При распространении света в однородной изотропной оптически прозрачной среде используют понятие **абсолютного показателя преломления** n этой среды, который определяется выражением

$$n = \frac{c}{v}, \quad (16.1)$$

где c – скорость света в вакууме; v – скорость света в рассматриваемой среде. Известно, что абсолютный показатель среды, её электрическая проницаемость ε и магнитная проницаемость μ связаны соотношением: $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$. Если рассматриваемая среда не является магнитоупорядоченной, то есть является диамагнетиком или парамагнетиком, то магнитная проницаемость этой среды близка к единице $\mu \cong 1$, так что можно считать для таких сред $n = \sqrt{\varepsilon}$.

Длина световой монохроматической волны λ связана с частотой ν этой волны выражением $\lambda = v/\nu$, откуда следует зависимость длины рассматриваемой волны λ от среды, в которой она распространяется:

$$\lambda = v/\nu = c/(n\nu) = \lambda_0/n, \quad (16.2)$$

где $\lambda_0 = c/\nu$, – длина световой монохроматической волны в вакууме.

Из возможных видов волн очень важен частный случай плоской линейно поляризованной монохроматической световой волны, вектор напряжённости электрического поля которой определяется выражением:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0), \quad (16.3)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, $\vec{r}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{k}$ – вектор, который называют **волновым вектором** и равный:

$$\vec{k} = \frac{\omega}{v} \vec{n} = k\vec{n}, \quad (16.4)$$

где $\vec{n}$ – орт нормали к волновой поверхности в точке наблюдения, а скалярная величина k называется **волновым числом** и равна:

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (16.5)$$

Вектор напряжённости электрического поля называют **световым вектором** рассматриваемой волны, поскольку именно электрическое поле

значительно сильнее магнитного поля взаимодействует с электрически заряженными частицами, из которых состоят атомы и молекулы всех веществ, и поэтому определяет большинство характеристик взаимодействия световых волн с веществом. Частоты электромагнитных волн оптического диапазона очень высоки (для видимого излучения (ВИ) $\nu = (0,39 - 0,79) \cdot 10^{15} \text{ Гц}$) и мгновенные значения светового вектора и связанных с ним физических величин не могут быть зарегистрированы, вследствие чего на практике имеют смысл только средние величины по большим (по сравнению с периодом колебаний) промежуткам времени.

Важной **наблюдаемой** характеристикой световой волны является её **интенсивность**, которая для определённой выше плоской линейно поляризованной монохроматической световой волны в немагнитоупорядоченной среде определяется:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} E_m^2 = a n E_m^2, \quad a = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}, \quad (16.6)$$

где ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, соответственно.

Из приведённой формулы следует, что интенсивность световой волны пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряжённости электрического поля этой волны, то есть $I \sim E_m^2 \sim \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle$. В связи с этим фактом часто для простоты интенсивность монохроматической световой волны считают просто равной среднему от скалярного произведения светового вектора на самого себя, то есть $I = \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle$, что существенно упрощает рассуждения. А недостающий множитель всегда можно добавить в конечный результат.

Среди других понятий, необходимых в дальнейшем, понадобится понятие светового луча.

Световыми лучами называют линии, вдоль которых переносится энергия световой волны, то есть линии, к которым по касательной направлен средний вектор Умова – Пойнтинга. В изотропных средах световые лучи перпендикулярны волновым поверхностям.

При соответствующих условиях наложение волн от нескольких источников сопровождается **устойчивым в пространстве и времени перераспределением энергии волн**, проявляющееся в образовании максимумов и минимумов энергии налагающихся волн в определённых точках пространства, не изменяющих своё положение с течением времени. Данная часть пространства называется областью интерференции, а пространственный образ этой области называется интерференционной картиной. Само явление, приводящее к возникновению области интерференции, называется **интерференцией волн**.

Из определения следует, что явление интерференции возникает при наличии не менее двух источников волн. Для выяснения условий возникновения интерференции волн рассмотрим наложение двух световых

монохроматических волн в некоторой области пространства. Световые векторы налагающихся волн обозначим $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$. В предположении, что справедлив принцип суперпозиции, результирующая волна имеет световой вектор $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$, а её интенсивность определяется выражением:

$$I = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \rangle = \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1 \rangle + \langle \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle =$$

$$= I_1 + I_2 + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle, \quad (16.7)$$

Из полученной формулы следует, что интенсивность результирующей волны равна сумме интенсивностей налагающихся волн $I_1 + I_2$, плюс добавочный член $2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$, называемый **интерференционным членом**, который в зависимости от условий опыта может оказаться либо равным нулю, либо отличным от нуля. Если этот интерференционный член:

- отличен от нуля;
- различен в различных точках пространства;
- не зависит от времени;

то получится устойчивая во времени область пространства, в различных точках которой интенсивности света различны. Это и есть **интерференционная картина**, а само явление, как указано ранее, называется **интерференцией**. Из сказанного следует, что не всякое наложение световых волн приводит к интерференции.

Прежде всего, отметим, что если векторы $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ взаимно перпендикулярны (для линейно поляризованного света – плоскости поляризации перпендикулярны друг другу) то интерференции нет, так как $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0$ и интерференционный член тоже равен нулю. Если световые векторы $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ расположены под некоторым отличным от прямого углом, то один из этих векторов, например $\vec{E}_2$, всегда можно представить в виде суммы двух векторов $\vec{E}_2 = \vec{E}_{2\parallel} + \vec{E}_{2\perp}$, один из которых $\vec{E}_{2\parallel}$ параллелен первому вектору $\vec{E}_1$, а второй $\vec{E}_{2\perp}$ – перпендикулярен и не участвует в создании интерференционной картины. Поэтому, далее рассматривается случай, когда налагаются две световые монохроматические волны от двух источников S_1 и S_2 , световые векторы $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ которых в точке наблюдения направлены вдоль одной линии

Пусть в некоторой точке пространства О происходит наложение электромагнитных волн от двух источников S_1 и S_2 (рисунок 16.1), векторы напряжённости электрического поля которых в точке наблюдения параллельны. Кроме того, будем считать, волновые векторы и радиус векторы соответствующих волн параллельны друг другу, так что их скалярные произведения равны произведениям длин этих векторов.

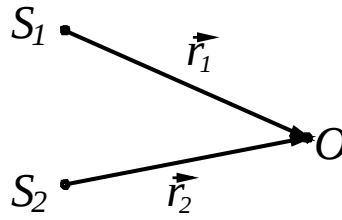


Рисунок 16.1

Проекции световых векторов волн на ось, вдоль которой расположены световые векторы налагающихся волн определяются выражениями:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{m1} \sin(\omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_{01}) \\ E_2 &= E_{m2} \sin(\omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_{02}) \end{aligned} \quad (16.8)$$

где ω_1 и ω_2 – круговые частоты; r_1 и r_2 – расстояния от источников волн до точки наблюдения (длины соответствующих радиус-векторов); $k_1 = 2\pi / \lambda_1$ и $k_2 = 2\pi / \lambda_2$ – волновые числа, φ_{01} , φ_{02} – начальные фазы.

Принято аргументы тригонометрических функций называть фазами волн и, поэтому, $\varphi_1 = \omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_{01}$ – фаза первой волны, а $\varphi_2 = \omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_{02}$ – фаза второй волны.

Пользуясь методом векторных диаграмм, найдем амплитуду результирующего колебания. Выберем ось отсчёта ON (рисунок 16.2), построим амплитудные вектора E_{m1} и E_{m2} , составляющие углы φ_1 и φ_2 с осью отсчёта,

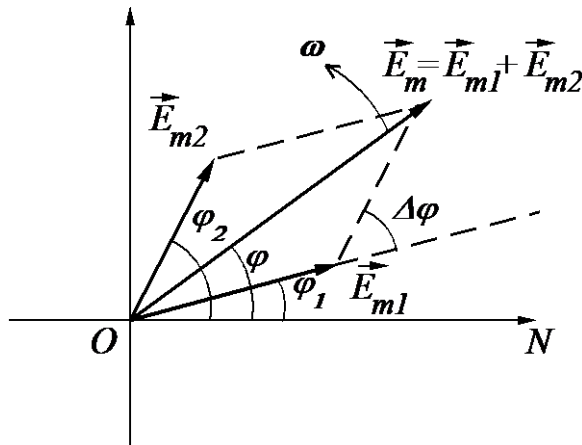


Рисунок 16.2

и найдем результирующую амплитуду E_m :

$$E_m = \sqrt{E_{m2}^2 + E_{m1}^2 + 2E_{m1}E_{m2} \cos \Delta\varphi}, \quad (16.9)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ – разность фаз:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = (\omega_2 - \omega_1)t + (k_1 r_1 - k_2 r_2) + \varphi_{02} - \varphi_{01}. \quad (16.10)$$

Из соотношений (16.9) и (16.10) следует, что результат наложения колебаний не будет зависеть от времени, если **разность фаз не зависит от**

времени; т. е. $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$. Волны и создающие их источники, удовлетворяющие указанному условию, называют **когерентными**. При этом данное *условие когерентности* волн и источников остаётся в силе и для *негармонических периодических колебаний*.

Для рассматриваемых нами гармонических колебаний условие независимости разности фаз от времени может осуществиться только при условии равенства частот:

$$\omega_1 = \omega_2 \quad (16.11)$$

Максимальное усиление колебаний будет наблюдаться в тех точках пространства, для которых выполняется условие:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = (k_1 r_1 - k_2 r_2) + \varphi_{02} - \varphi_{01} = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (16.12)$$

Если в дополнение к равенству частот ещё и начальные фазы когерентных волн совпадают, то разность фаз равна:

$$\Delta\varphi = k_1 r_1 - k_2 r_2, \quad (16.13)$$

хотя для когерентности волн это условие не обязательно. При равенстве начальных фаз амплитуда результирующих колебаний, как это видно из рисунка 16.2, равна сумме амплитуд налагающихся колебаний $E_m = E_{m1} + E_{m2}$.

Для простоты рассуждений далее будем полагать это условие выполненным.

Отметим также, что в выражении (16.9) для амплитуды результирующего колебания интерференционный член содержит множителем величину $\cos \Delta\varphi$ и, так как эта функция чётная, то есть $\cos \Delta\varphi = \cos(-\Delta\varphi)$, то из этого следует, что $\cos(k_1 r_1 - k_2 r_2) = \cos(k_2 r_2 - k_1 r_1)$ и возможность не следить за тем, какая из величин в разности фаз есть уменьшаемая, а какая вычитаемая. Это позволяет использовать единообразие выражений при обсуждении рассматриваемых вопросов. Поэтому далее, несмотря на то что в разности фаз присутствует величина $(k_1 r_1 - k_2 r_2)$, для единообразия будем пользоваться разностью $(k_2 r_2 - k_1 r_1)$.

В общем случае волны могут распространяться в средах с различными показателями преломления и поэтому, как это следует из выражения (16.2), будут различны длины налагающихся волн: $\lambda_1 = \lambda_0 / n_1$, $\lambda_2 = \lambda_0 / n_2$.

Поэтому, в случае распространения волн в различных средах, получим следующее выражение для разности фаз (при равенстве начальных фаз):

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 r_2 - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1) = 2\pi m. \quad (16.14)$$

Произведение геометрического пути волны r на показатель преломления среды n , в которой волна распространяется, называют **оптическим путём** волны $L = n \cdot r$. Разность оптических путей называют **оптической разностью хода** $\delta = L_2 - L_1 = n_2 r_2 - n_1 r_1$.

Из соотношения (16. 14) следует, что максимальное усиление колебаний происходит в тех точках пространства, для которых оптическая разность хода равна целому числу волн или чётному числу полуволн:

$$\delta = n_2 r_2 - n_1 r_1 = m \lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2}. \quad (16.15)$$

Наибольшее ослабление волн (минимум) наблюдается в точках пространства, для которых разность фаз равна нечётному числу π :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1) = (2m+1) \cdot \pi, \quad (16.16)$$

а оптическая разность хода равна нечётному числу полуволн:

$$\delta = n_2 r_2 - n_1 r_1 = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (16.17)$$

Результирующая амплитуда колебаний в этих точках равна модулю разности амплитуд (напомним, начальные фазы считаем совпадающими):

$$E_m = |E_2 - E_1|. \quad (16.18)$$

Если амплитуды налагающихся колебаний одинаковы, то в точках максимума результирующая амплитуда равна удвоенному значению амплитуды одной волны:

$$E_m = 2E_{m1},$$

а энергия в четыре раза больше энергии одной волны, так как энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды. В точках минимума результирующая амплитуда равна 0, и энергия тоже равна 0. Видим, что действительно произошло перераспределение энергии волн в пространстве.

Для некогерентных волн разность фаз является функцией времени:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\omega t + \underbrace{(k_1 r_1 - k_2 r_2)}_{b=\text{const}} + \varphi_{02} - \varphi_{01} = \Delta\omega t + b,$$

поэтому среднее значение энергии за период изменения фазы равно:

$$\langle W \rangle = W_1 + W_2 + 2\sqrt{W_1 W_2} \langle \cos \Delta\varphi \rangle. \quad (16.19)$$

Но среднее значение для косинуса $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$, поэтому для энергии некогерентных колебаний получаем:

$$\langle W \rangle = W_1 + W_2, \quad (16.20)$$

т. е. в любых точках пространства, где происходит наложение волн, энергия равна сумме энергий этих волн.

При наложении света от двух независимых источников никогда не удаётся наблюдать явление интерференции вследствие того, что ни один реальный источник света не дает строго монохроматического излучения света атомами (или молекулами и ионами) вещества. Излучают свет возбуждённые атомы, т. е. атомы, обладающие избыточной энергией. Продолжительность излучения Δt не велика, порядка 10^{-8} с , следовательно, излучение происходит в виде отдельных импульсов — цугов волн. Каждый цуг волн имеет ограниченную протяжённость, равную:

$$\Delta l = c\Delta t \approx 10 \text{ м} \quad (16.21)$$

и не строго монохроматичен, а имеет некоторую ширину спектра $\Delta\nu$, связанную со временем излучения соотношением:

$$\Delta\nu \geq 1/(\Delta t). \quad (16.22)$$

Спустя некоторое время (около $(10^{-8} - 10^{-9}) \text{ с}$), атом может излучить новый цуг волн, фаза и направление колебаний которого отличаются от предыдущего. Поэтому когерентность существует только в пределах данного цуга.

Для характеристики когерентных свойств световых волн вводится время когерентности $t_{\text{ког}}$, как время, за которое разность фаз налагающихся в данной точке пространства волн достигает значения π , так что с учётом (16.22) можем записать $t_{\text{ког}} \approx \pi / \Delta\omega = \pi / 2\pi\Delta\nu = 1 / \Delta\nu$. Важность этого понятия состоит в следующем.

В связи с очень высокими частотами световых волн ВИ приборы, с помощью которых наблюдается интерференция света (в том числе и человеческий глаз), регистрируют усреднённую по некоторому промежутку времени $t_{\text{измер}}$ (наименее возможному для данного прибора, которое определяется его инерционностью), физическую величину (характеристику явления – например интенсивность налагающихся волн). Если это время $t_{\text{измер}}$ разность фаз налагающихся волн достигнет π косинус в интерференционном члене изменяется при этом от 1 до -1 (или наоборот) и среднее значение интерференционного члена будет равно нулю $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$, то есть интерференционная картина **отсутствует**. В этом случае регистрируемая прибором интенсивность окажется равной сумме интенсивностей, создаваемых в данной точке каждой волной в отдельности (см. пояснения к формулам 16.19) и (16.20).

Если же за время $t_{\text{измер}}$ разность фаз налагающихся световых волн остаётся практически постоянной и значительно меньшей π , то есть если $t_{\text{измер}} \ll t_{\text{ког}}$, значение косинуса остаётся практически неизменным, то прибор зарегистрирует интерференцию.

Путь $l_{\text{ког}} = ct_{\text{ког}}$, проходимый волной за время когерентности, называемый длиной когерентности и этот путь всегда меньше длины цуга.

По изложенным выше причинам для получения когерентных световых волн каким-либо способом разделяют свет, излучаемый каждым атомом источника. При этом необходимо, чтобы время запаздывания одной волны относительно другой в точке их наложения (в точке наблюдения) не превышало времени когерентности, а оптическая разность хода – длину когерентности.

Когерентные световые волны можно получить, используя бипризму Френеля, которая представляет собой прямую стеклянную призму с основаниями и параллельными им поперечными сечениями в виде

равностороннего треугольника с тупым углом, близким к 180° и маленькими и равными между собой острыми углами α , которые называют преломляющими углами. При малых углах падения лучей на такую призму угол отклонения луча не зависит от угла падения. Чтобы установить это и другие связи между интересующими нас величинами, рассмотрим ход лучей через одну из половин бипризмы Френеля, преломляющий угол α которой, как указано выше, считаем очень малым. (рисунок 16.3). Углы падения и преломления будем также считать очень малыми. На рисунке 16.3 для улучшения разборчивости деталей этого рисунка и понимания рассуждений указанные углы сильно преувеличены.

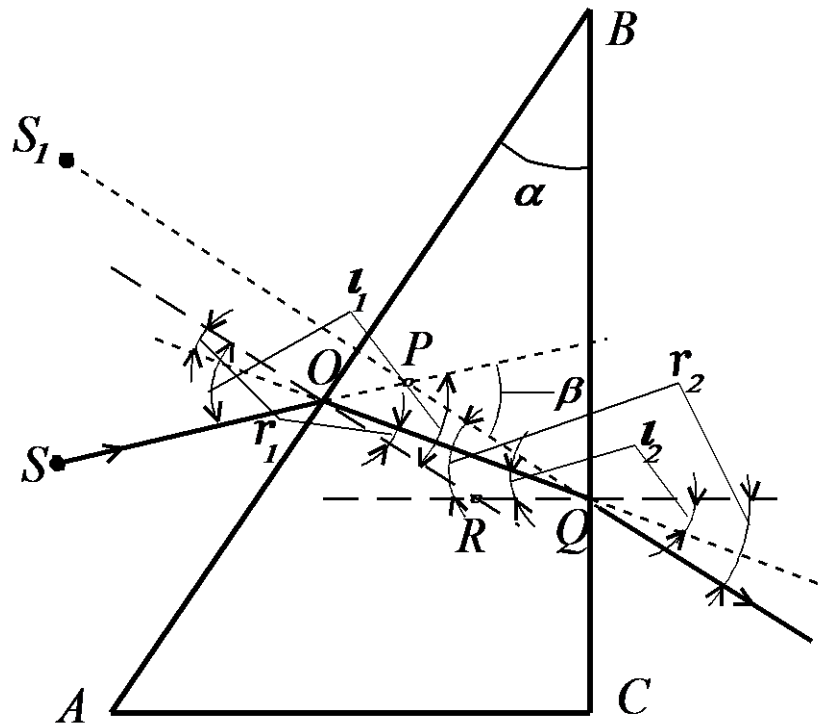


Рисунок 16.3

Луч от реального источника S падает грань бипризмы под углом i_1 , преломляется под углом r_1 , падает на противоположную грань под углом i_2 и, преломляясь под углом r_2 , выходит за пределы бипризмы под углом β по отношению к исходному лучу. При этом вышедший из бипризмы луч можно считать исходящим от мнимого источника S_1 . Пунктирными линиями с длинными штрихами изображены перпендикуляры к соответствующим граням бипризмы, а пунктирными линиями с короткими штрихами – продолжения рассматриваемых лучей.

Исходя из свойств треугольников легко обнаружить, что:

$$\triangle OBQ: (\pi/2 - r_1) + (\pi/2 - i_2) + \alpha = \pi \Rightarrow r_1 + i_2 = \alpha \quad (16.23a)$$

$$\triangle OPQ: (i_1 - r_1) + (r_2 - i_2) + (\pi - \beta) = \pi \Rightarrow (i_1 - r_1) + (r_2 - i_2) = \beta \quad (16.23b)$$

На основании закона преломления света $\sin i / \sin r = n$ и с учётом малости углов имеем:

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} \approx \frac{i_1}{r_1} = n \Rightarrow i_1 = nr_1$$

$$\frac{\sin i_2}{\sin r_2} \approx \frac{i_2}{r_2} = \frac{1}{n} \Rightarrow r_2 = ni_2$$

(16.24)

В (16.24) считается, что бипризмы находится в воздухе, показатель преломления которого можно считать равным единице $n_1 \approx 1$, и, поэтому, относительный показатель преломления равен абсолютному показателю преломления вещества бипризмы, т. е. $n_{21} = n_2/1 = n$.

Заменяя углы i и r в (16.23б) в соответствии с равенствами (16.24) и учитывая малость этих углов, то есть считая, что $\sin i \approx i$ и $\sin r \approx r$, получим:

$$r_1(n-1) + i_2(n-1) = \beta \Rightarrow \underbrace{(r_1 + i_2)}_{\alpha} (n-1) = \beta$$

(16.25)

откуда, с учётом (16.23а) имеем

$$\beta = \alpha(n-1).$$

(16.26)

Таким образом мы показали, что при малых преломляющих углах призмы α и малых углах падающих на призму лучей, угол отклонения преломлённых призмой лучей $\beta = \alpha(n-1)$ тоже мал и не зависит от угла падения.

За призмой лучи расходятся, а их продолжение дает мнимое изображение источника S_1 .

Если источник света расположить на оси, проходящей через ребро бипризмы с тупым углом и перпендикулярной противоположащей грани, то появляются два мнимых изображения источника: S_1 от верхней половинки бипризмы и S_2 от нижней (рисунок 16.4).

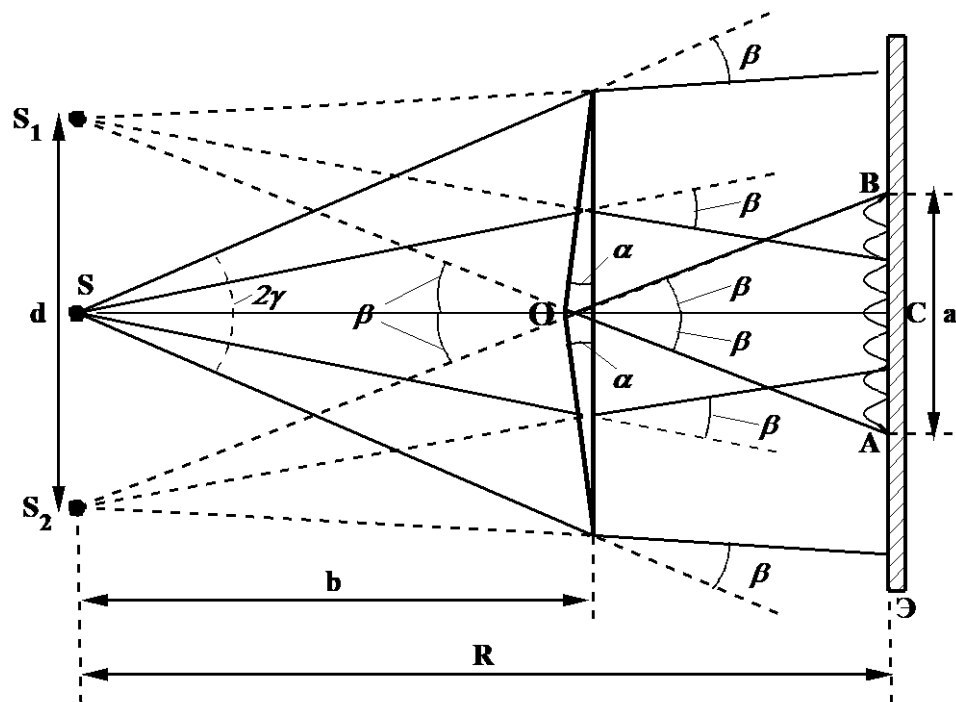


Рисунок 16.4

Строго говоря, мнимые источники S_1 и S_2 не лежат в одной плоскости с действительным источником S , но при малых преломляющих углах бипризмы смещение невелико и им можно пренебречь. Расстояние между мнимыми источниками $S_1S_2 = d$ равно:

$$2|SS_1| = d = 2b \cdot \operatorname{tg} \beta, \quad (16.27)$$

где b – расстояние от источника до бипризмы, или, так как угол β мал, и учитывая соотношение (16.26), получим:

$$d = 2b\beta = 2b \cdot \alpha \cdot (n-1). \quad (16.28)$$

За бипризмой лучи идут так, как если бы они исходили из мнимых источников S_1 и S_2 . В области перекрытия лучей, идущих от «источников» S_1 и S_2 , наблюдается картина интерференции в виде светлых и темных полос (на рисунке 16.4 отмечена максимальная область перекрытия АОВ и условно изображена интерференционная картина). Если источник света – освещённая щель, параллельная ребру бипризмы, то полосы интерференции будут также параллельны ребру бипризмы. Из свойств прямоугольных треугольников находим, что ширина области интерференции a определяется выражением:

$$a = 2(R-b) \cdot \operatorname{tg} \beta, \quad (16.29)$$

где R – расстояние от источника до экрана, или, учитывая, что угол β мал и определяется соотношением (16.26), получим:

$$a = 2(R-b) \cdot \alpha \cdot (n-1). \quad (16.30)$$

Угол 2γ на рисунке 16.4 называется *апертурой интерференции*. Теория и опыт показывают [10], что допустимые максимальные размеры источника S в направлении, перпендикулярном оси симметрии (в нашем случае это ширина щели) опытной установки (линии SC на рисунке 16.4), при которых ещё имеет место отчётливая интерференционная картина, должны удовлетворять условию: $S \cdot \gamma \leq \lambda/4$.

Светлые полосы получаются в тех местах экрана, куда приходят лучи с оптической разностью хода, равной чётному числу полуволн, тёмные – нечётному числу полуволн. Вычислим ширину полос интерференции, т. е. расстояние между соседними светлыми (или темными) полосами на экране, расположенном параллельно плоскости, в которой лежат источники S_1 и S_2 . Центром интерференционной картины на экране (поле зрения окулярного микрометра или измерительного микроскопа) является точка 0, равноудалённая от источников S_1 и S_2 (для этой точки оптическая разность хода равна 0) (рисунок 16.5).

Выразим оптическую разность хода δ лучей, приходящих в точку наблюдения С, находящуюся на расстоянии x от центра экрана в области интерференции, через геометрические параметры интерференционной картины и характеристики оптических сред, в которых распространяются лучи

от источника света. Для среды с показателем преломления $n = 1$ оптическая разность хода будет равна геометрической разности хода, т. е.

$$\delta = r_2 - r_1, \quad (16.31)$$

где через r_1 и r_2 обозначены расстояния от мнимых источников S_1 и S_2 до точки наблюдения.

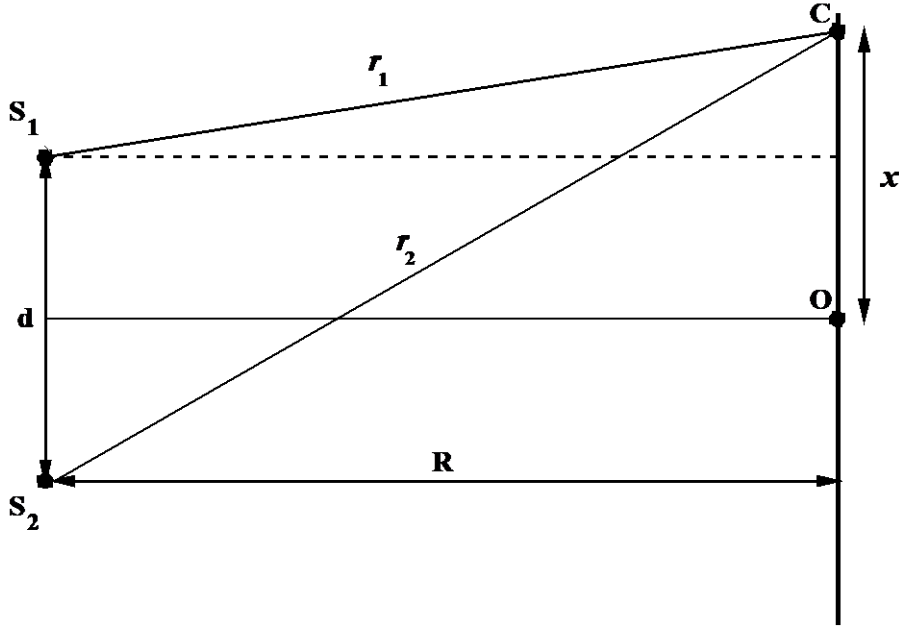


Рисунок 16.5

Расстояние между источниками d легко выразить через расстояние от источников до экрана R и расстояние x от центра картины интерференции до точки C . Из рисунка 16.5 следует, что:

$$\begin{aligned} r_1^2 &= R^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ r_2^2 &= R^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \end{aligned} \quad (16.32)$$

откуда

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 + r_1) \cdot (r_2 - r_1) = 2x \cdot d. \quad (16.33)$$

Как следует из пояснений к возникновению области интерференции и ограничений на условия её наблюдения, размеры этой области можно считать очень малыми, так что $r_2 + r_1 \approx 2R$, и для оптической разности хода получаем:

$$\delta = r_2 - r_1 = \frac{xd}{R}, \quad (16.34)$$

Светлые полосы наблюдаются в точках экрана, для которых выполняется условие:

$$x_{\max} = \frac{R}{d} \cdot k \cdot \lambda, \quad (16.35)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$, а тёмные –

$$x_{\min} = \frac{R}{d} \cdot (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (16.36)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$

Расстояние между соседними полосами l равно:

$$l = x_{\max k} - x_{\max k-1} = \frac{R\lambda}{d}. \quad (16.37)$$

Оно тем больше, чем меньше расстояние между источниками, больше длина волны и дальше расположен экран.

Учитывая, что расстояние между источниками в бипризме определяется соотношением (16.28), получим:

$$l = \frac{R\lambda}{2b\alpha(n-1)}. \quad (16.38)$$

Измерив расстояние между соседними полосами интерференции опытным путём, можно определить длину волны света, используя соотношение (16.38):

$$\lambda = \frac{2b\alpha(n-1)l}{R}. \quad (16.39)$$

Зная расстояние между соседними полосами интерференции и ширину области интерференции, можно найти число полос интерференции N :

$$N = \frac{a}{l} = \frac{4(R-b) \cdot b \cdot \alpha^2(n-1)^2}{R\lambda}. \quad (16.40)$$

16.2 Описание установки

Оптическая схема установки для определения длины волны света с помощью бипризмы приведена на рисунке 16.6.

На оптической скамье помещены укреплённые на держателях источник света S (красный, жёлтый или синий светодиоды с блоком питания и переключающим устройством) с конденсором K , щель A со съёмным светофильтром $СФ$, бипризма $БП$ и окулярный микрометр или измерительный микроскоп $М$. Ширина щели может изменяться с помощью винта, находящегося в верхней части ее оправы. Щель и бипризма могут поворачиваться вокруг горизонтальной оси. Для получения отчётливой картины интерференции необходимо, чтобы щель и ребро бипризмы были параллельны и находились на одной оси с источником света.

Картина интерференции рассматривается с помощью окулярного микрометра или измерительного микроскопа $М$, имеющих отсчётную шкалу. Цена деления шкалы приведена на установке.

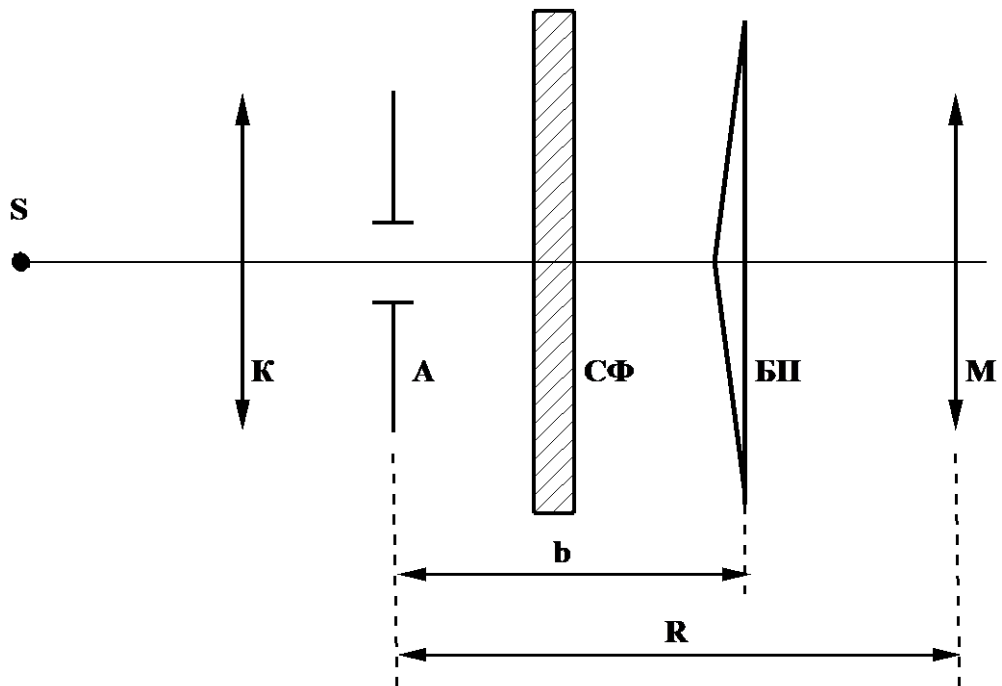


Рисунок 16.6

16.3 Порядок выполнения работы

1. Включить указанный преподавателем или лаборантом источник света и, посмотрев в микроскоп (окулярный микрометр), убедиться, отчётливо ли видны полосы интерференции.
2. Если полосы видны не отчётливо или совсем не видны, проверить как освещена бипризма. Свет от источника (щели) должен падать симметрично на обе половинки бипризмы. Чтобы убедиться в этом, нужно расширить щель и приложить к бипризме кусок белой бумаги.
3. Если свет падает не симметрично, то переместить бипризму вправо или влево при помощи винта держателя, на котором закреплена бипризма. Затем сузить щель и поставить ее по возможности, параллельно ребру бипризмы.

Примечание. Пункт 2 выполняется в присутствии преподавателя или лаборанта!

4. Проверить, достаточно ли отчётливо видны деления отсчётной шкалы. Отчётливость изображения шкалы достигается лёгким перемещением окуляра вперед или назад.
5. Расположите бипризму примерно посередине между щелью и микроскопом (окулярным микрометром).
6. Рассмотреть интерференционные полосы через микроскоп (окулярный микрометр). Если полосы видны не отчётливо, то небольшим вращением бипризмы или щели вокруг горизонтальной оси добиться наибольшей резкости темных полос.

Примечание. Последнее выполняется в присутствии преподавателя или лаборанта!

7. Измерить расстояние от щели до бипризмы b и от щели до объектива микроскопа R на оптической скамье с помощью линейки. Результаты записать в таблицу 16.2.
8. Подсчитать, сколько темных интерференционных полос заключено между n_1 и n_2 делениями отсчётной шкалы, выбирая не менее пяти раз различные участки шкалы таким образом, чтобы разность $(n_1 - n_2)$ оставалась постоянной. При подсчёте числа тёмных полос первую полосу, совпадающую с n_1 не считать! Результаты записать в таблицу 16.1. Вычислить полную и относительную погрешность измерений. Вычисления сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.

Таблица 16.1

№ изм.	n_1	n_2	$n_1 - n_2$	m_i	$\langle m \rangle$	Δm_i	$(\Delta m_i)^2$	$S_{\langle m \rangle}$	$\Delta m_{сл}$	Δm_{np}	Δm	δm
1												
2												
3												
4												
5												

9. Вычислить среднее расстояние между соседними полосами (среднюю ширину полосы) $\langle l \rangle$ по формуле:

$$\langle l \rangle = \frac{(n_1 - n_2) \cdot a}{\langle m \rangle}, \quad (16.41)$$

где a – цена деления отсчётной шкалы; $\langle m \rangle$ – среднее число полос.

Примечание. На некоторых установках осуществляются отсчёты показаний произведений $n_1 \cdot a$ и $n_2 \cdot a$ в единицах длины. В этом случае разность $(n_1 - n_2)$ в таблице 16.1 заменяется на $(n_1 a - n_2 a)$ и эта величина и используется в формуле (16.41) для вычисления среднего расстояния между соседними полосами $\langle l \rangle$.

10. Используя найденное среднее значение ширины полосы $\langle l \rangle$ и измеренным b и R , вычислить по формуле (16.39) среднюю длину волны света $\langle \lambda \rangle$, полную и относительную погрешности и занести результаты в таблицу 16.2.

Таблица 16.2

№	b	R	$\langle l \rangle$	$\Delta \ell$	$\langle \lambda \rangle$	$\Delta \lambda$	$\Delta \lambda / \lambda$
1							
2							
3							

11. Все вычисления выполнить при трех разных значениях b и R .

16.4 Контрольные вопросы

1. В чём заключается явление интерференции света?
2. Какие источники и волны называются когерентными?
3. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода волн?
4. Как связаны между собой оптическая разность хода и разность фаз волн?
5. Как получить когерентные источники света?
6. Что называют временем и длиной когерентности?
7. Поясните ход лучей в бипризме и докажите, что при соблюдении некоторых условий угол отклонения преломлённых призмой лучей не зависит от угла падения. Сформулируй те эти условия.
8. Вывести формулы для определения расстояния между источниками в бипризме и расстояния между полосами интерференции.

16.5 Техника безопасности

1. Не касаться руками оптических частей установки.
2. Следить за исправным состоянием изоляции токоведущих частей установки.
3. После окончания работы установку отключить от сети.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

Цель работы: изучить явление дифракции и определить длину световой волны с помощью дифракционной решётки.

17.1 Основные понятия и закономерности

Напомним, что **световыми лучами** называют линии, вдоль которых переносится энергия световой волны, то есть линии, к которым по касательной направлен средний вектор Умова – Пойнтинга. В однородных изотропных средах световые лучи являются прямыми линиями, перпендикулярными к волновым поверхностям. Именно это имеют в виду, когда говорят о законе прямолинейного распространения света.

Однако при наличии неоднородностей в среде появляются отклонения от законов геометрической оптики и проявляются волновые свойства света.

Физическое явление взаимодействия электромагнитной волны с неоднородностями пространства называется дифракцией электромагнитной волны, в частности, **дифракцией света**. Взаимодействие световых волн с препятствиями приводит к появлению вторичных волн от этих препятствий, которые взаимодействуют с первичными волнами, в результате чего происходит наложение этих волн и, при определённых условиях, возникает устойчивое в пространстве и времени перераспределение энергии всех этих световых волн, то есть интерференционная картина, которую ввиду причин её возникновения называют **дифракционной картиной**. Дифракция световых волн влияет на количественные характеристики и, соответственно, качество оптических приборов.

В узком смысле под **дифракцией света** понимают совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, размеры которых сравнимы с длиной волны, и возникающими при этом *отклонениями от законов геометрической оптики*, не связанные с преломлением или отражением.

В качестве неоднородностей среды, например, могут выступать края оптически непрозрачных препятствий, при взаимодействии с которыми возникает дифракция. Строгий расчёт картины дифракции на основе электромагнитной теории света сложен, но можно оценить результат дифракции, пользуясь принципом Гюйгенса-Френеля.

Расчёт распределения интенсивности света в дифракционной картине может быть осуществлён на основе принципа Гюйгенса - Френеля.

Согласно этому принципу каждая точка фронта световой волны, т. е. поверхности, до которой распространился свет, является источником вторичных сферических световых волн (точнее – полусферических, распространяющихся за щелью только вперёд, то есть во всех направлениях

не превышающих угол $\pi/2$ по отношению к **внешней нормали** к волновой поверхности в данной точке-источнике). Эти вторичные волны когерентны (начальные фазы и частоты их одинаковы) и результирующее колебание в любой точке пространства обусловлено интерференцией всех вторичных волн, приходящих в эту точку, с учётом их амплитуд и фаз.

Положение фронта световой волны в любой момент времени определяет огибающая всех вторичных волн; любая деформация фронта волны, которая обусловлена взаимодействием света с препятствиями, приводит к отклонению световой волны от первоначального направления распространения – свет проникает в область геометрической тени.

Различают два вида дифракции. Если волновые поверхности световой волны и волновой фронт в том числе являются плоскостями (плоские волны), то говорят о дифракции Фраунгофера. При этом световые лучи от источника света до точки наблюдения перпендикулярны волновому фронту и параллельны друг другу. В случае отличия волновых поверхностей от плоскости наблюдается дифракция Френеля. В этом случае лучи от источника света до точки наблюдения образуют не параллельны друг другу. Расчёты для случая дифракции Фраунгофера как правило более просты, нежели чем для дифракции Френеля.

17.1.1 Дифракция Фраунгофера от одной щели

Рассмотрим оптически непрозрачную преграду в виде двух полуплоскостей, расположенных в одной плоскости таким образом, что их края параллельны и образуют в пространстве оптически прозрачную щель постоянной ширины (на рисунке 17.1 изображено перпендикулярное сечение этой системы, где $|AB|=a$ – ширина щели). Пространство, в котором распространяются световые волны считаем заполненным воздухом, показатель преломления которого полагаем равным единице. Пусть перпендикулярно преграде со щелью падает монохроматическая плоская волна с длиной волны λ . При этом волновые поверхности (в том числе и волновой фронт) этой волны параллельны плоскости преграды. Кроме того, среда, расположенная вне преграды, считается однородной и изотропной.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля каждая точка щели, до которой дошёл свет, становится источником вторичных полусферических волн. Вторичные волны когерентны и при наложении интерферируют. Результирующая дифракционная картина, возникающая в результате интерференции всех вторичных волн, наблюдается на экране Э, расположенном в фокальной плоскости линзы Л, поставленной за щелью.

Поскольку вторичные волны от точек источников в щели являются полусферическими, можно мысленно выделить параллельные друг другу лучи, идущие от этих точек под любым углом от 0 до $\pi/2$ по отношению к перпендикуляру к плоскости, в которой расположена щель. Лучи, идущие под одним углом α с нормалью, называемом **углом дифракции**, собираются на экране в побочном фокусе линзы Л. Результат наложения волн можно оценить по оптической разности хода лучей, исходящих из крайних точек щели АВ.

Лучи, распространяющиеся после прохождения щели параллельно нормали к плоскости щели создадут светлую полосу параллельную краям щели и называемую центральным максимумом.

При отличных от нуля углах дифракции лучей, прошедших через щель, необходимо учитывать разность хода этих лучей в точке наблюдения за линзой.

Щель АВ разобьём на участки в виде полос параллельных краям щели и шириной $x = \lambda / (2 \cdot \sin \alpha)$. Такие участки называют **зонами Френеля**. Для простоты сначала выберем угол дифракции α таким, чтобы было две зоны Френеля, то есть $a/x = 2$. Если обозначить разность хода параллельных лучей от краёв щели (от точек А и В щели) через δ , то из $\triangle ABD$ находим $\delta = a \cdot \sin \alpha$.
 Условие $a/x = 2$ примет вид $a/x = a / (\lambda / 2 \sin \alpha) = 2 \underbrace{a \sin \alpha}_{\delta} / \lambda = 2 \Rightarrow 2\delta/\lambda = 2 \Rightarrow \delta = \lambda$, то есть, имеем:

$$\delta = a \cdot \sin \alpha = \lambda. \quad (17.1)$$

В рассматриваемом случае разность хода лучей из краёв соседних зон и параллельных AD (от точек А и О щели) будет составлять величину $\lambda/2$ и они будут гасить друг друга.

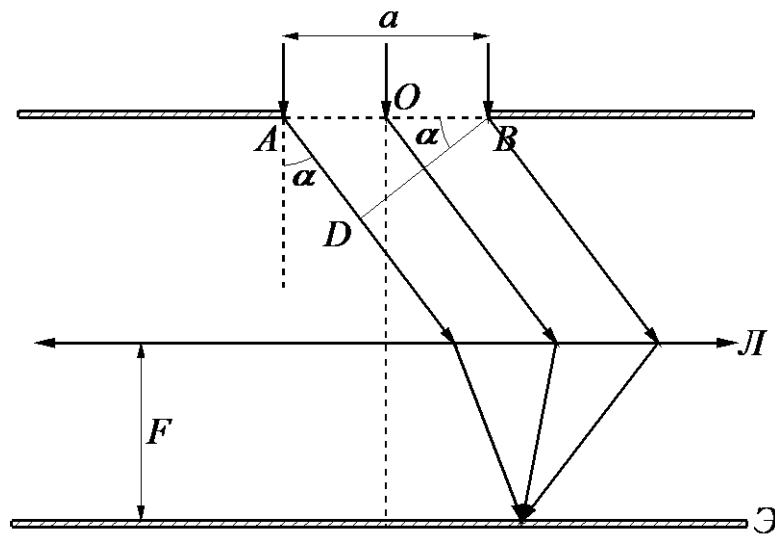


Рисунок 17.1

Для любого луча, выходящего от точек из левой половины щели (АО), можно найти луч из правой половины (ОВ) такой, что разность хода между ними будет равна $\lambda/2$, и при наложении они погасят друг друга. Таким образом, все лучи левой половины пучка погасят все лучи правой половины, и соответствующее место экрана будет темным, т. е. условие (17.1) является условием первого минимума. Такая же ситуация будет с результатами наложения волн, если угол α таков, на щели укладывается чётное число зон Френеля:

$$\delta = a \cdot \sin \alpha = k\lambda = 2k(\lambda/2), \quad k=1, 2, \dots, k_{\max}, \quad (17.2)$$

то есть световые волны от каждой пары соседних зон гасят друг друга и в точках экрана, где выполняется условие (17.2), будет также наблюдаться минимум. Величина $\lambda/2$ в соотношениях для оптической разности хода называется **полуволной**. Число k в (17.2) называют **порядком** минимума. $k_{\max}$ – наибольший порядок минимума, он определяется из условия: $k_{\max} = a/\lambda$.

Дифракционные максимумы будут в точках, в которых разность хода составляет нечётное число полуволн, то есть записывают в виде:

$$\delta = a \cdot \sin \alpha = (2k + 1)\lambda/2, \quad (17.3)$$

и соответствует интенсивности света от одной зоны Френеля.

Для лучей с одинаковым углом дифракции α и таким, что не выполняется ни (17.2), ни (17.3), интенсивность света будет иметь промежуточное значение между соседними минимальным и максимальным.

17.1.2 Дифракционная решётка

Плоская прозрачная дифракционная решётка представляет собой систему параллельных щелей одинаковой ширины a , находящихся на равных расстояниях друг от друга b и лежащих в **одной** плоскости. Она изготавливается путём нанесения непрозрачных штрихов на прозрачной пластине, либо шероховатых, рассеивающих штрихов на тщательно отполированной металлической пластине и применяется в проходящем или отражённом свете.

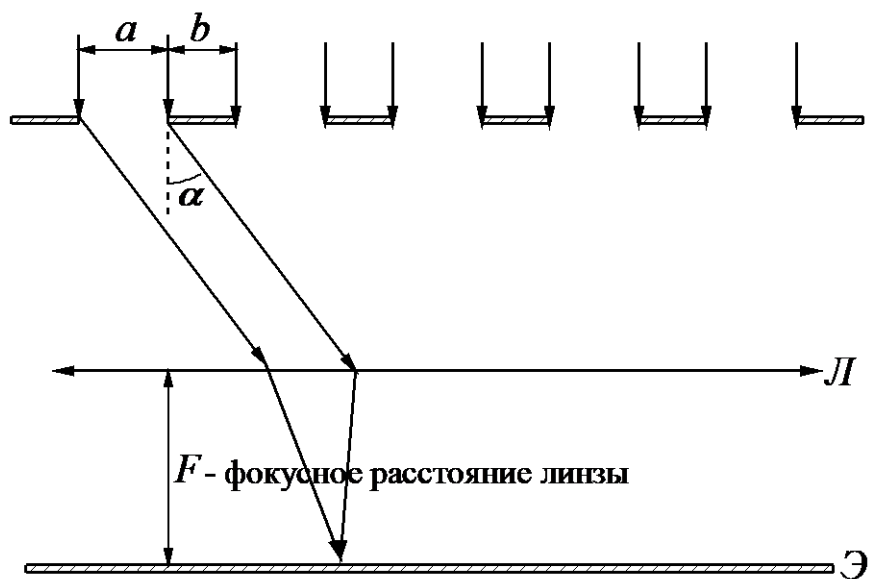


Рисунок 17.2 – Дифракционная решётка

Дифракционная картина при прохождении света через дифракционную решётку (систему из N щелей) значительно усложняется. Колебания, приходящие от разных щелей, являются когерентными. При освещении монохроматическим светом условие ослабления колебаний от одной щели (2) является условием ослабления колебаний для каждой щели и для всей дифракционной решётки и поэтому минимумы при этом условии называют условием главных минимумов: $a \sin \alpha = k\lambda$. Если взять любые точки в соседних щелях, находящиеся на расстоянии $(a+b)$ друг от друга в плоскости перпендикулярной к щелям, то происходит наложение колебаний излучаемых этими точками в одном направлении от всех щелей. И если при этом оптическая разность хода волн от соседних щелей кратна целому числу длин волн:

$$(a+b) \cdot \sin \alpha = m\lambda, \quad (17.4)$$

то происходит взаимное усиление колебаний, исходящих из всех щелей, которое называют условием **главных максимумов**, а величину m называют **порядком** главного максимума. Наибольший порядок максимума определяется из условия

$$m_{\max} = \frac{a+b}{\lambda}. \quad (17.5)$$

Величину $d = a + b$ называют периодом решётки, поэтому формулу (4) можно записать в виде

$$d \cdot \sin \alpha = m\lambda. \quad (17.6)$$

Кроме того имеются углы дифракции, при которых происходит наибольшее ослабление колебаний от всех щелей, называемое условием **дополнительных минимумов**, и наблюдаемое при условии, когда оптическая разность хода волн от точек соседних щелей, находящиеся на расстоянии d друг от друга в плоскости перпендикулярной к щелям, равна:

$$d \cdot \sin \alpha = \frac{\lambda p}{N}, \quad (17.7)$$

где целое число $p = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots, mN-1, mN+1, \dots$ называют **порядком** дополнительных минимумов, а N – число щелей решётки.

Из условия (17.7) следует, что между соседними главными максимумами наблюдается $(N-1)$ дополнительных минимумов. Между соседними дополнительными минимумами имеются дополнительные максимумы, которых на единицу меньше, чем дополнительных минимумов, то есть их $(N-2)$.

При большом числе щелей в решётке интенсивность дополнительных максимумов настолько мала, что они практически не обнаруживаются, и на экране наблюдаются только главные максимумы, расположение которых зависит от постоянной решётки и длины волны падающего на решётку

монохроматического света. На этом основании можно было бы не писать выражения для дополнительных экстремумов, однако условие (17.7) необходимо для вычисления разрешающей способности дифракционной решётки.

При освещении решётки белым светом в центре дифракционной картины наблюдается не окрашенный центральный главный максимум (нулевого порядка), поскольку под нулевым углом максимум имеет место для любых длин волн, а по обоим бокам от него симметричные дифракционные спектры первого, второго и более высоких порядков. В спектре каждого порядка, как следует из (17.6), максимум для более коротких волн (фиолетовых) наблюдается ближе к нулевому максимуму, для более длинных (красных) – дальше от него.

Способность дифракционной решётки разлагать падающий на неё немонахроматический свет в спектр характеризуется угловой или линейной дисперсией. Эти характеристики вводятся следующим образом. Пусть для рассматриваемой дифракционной решётки дифракционный максимум некоторого порядка на длине волны λ наблюдается при угле дифракции α , а при изменении длины волны на величину $\Delta\lambda$, то есть на длине волны $(\lambda + \Delta\lambda)$, данный максимум наблюдается при угле дифракции $(\alpha + \Delta\alpha)$. Угловой дисперсией решётки D_α называется отношение изменения угла дифракции $\Delta\alpha$ рассматриваемого дифракционного максимума к изменению длины волны данного максимума:

$$D_\alpha = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \quad (17.8)$$

Если изменения длины волны $\Delta\lambda$ мало, то в (17.8) отношение $(\Delta\alpha/\Delta\lambda)$ можно заменить на производную $(d\alpha/d\lambda)$ и используя условие (17.6) для главных максимумов и свойства производной от обратной функции получить для угловой дисперсии)

$$D_\alpha = \frac{m}{d \cdot \cos\alpha}. \quad (17.9)$$

Выражение (17.9) показывает, что угловая дисперсия зависит от порядка спектра m и постоянной решётки d .

Если указанные выше дифракционные максимумы, наблюдаемые под углами дифракции α и $(\alpha + \Delta\alpha)$, на экране за линзой находятся на расстоянии Δl , то линейная дисперсия дифракционной решётки D_l определяется отношением:

$$D_l = \frac{\Delta l}{\Delta\lambda}, \quad (17.10)$$

Линейная дисперсия дифракционной решётки связана с угловой дисперсией соотношением:

$$D_l = FD_\alpha,$$

где F – фокусное расстояние линзы (рисунок 17.2).

Другой характеристикой решётки является ее разрешающая способность.

Для определения разрешающей силы (способности) дифракционной решётки рассмотрим два соседних дифракционных максимума (спектральные линии) имеющих длины волн λ и $(\lambda + \Delta\lambda)$. Представим себе, что мы изменяем спектральный состав падающего на дифракционную решётку света таким образом, что разность длин волн $\Delta\lambda$ у наблюдаемых соседних максимумов уменьшается. До некоторого наименьшего значения разности длин волн, обозначаемого $\delta\lambda$, соседние спектральные линии **наблюдаются раздельными** (разрешаются данным спектральным прибором), а при дальнейшем уменьшении $\Delta\lambda$ (то есть при $\Delta\lambda < \delta\lambda$) эти спектральные линии сливаются и воспринимаются как одна спектральная линия (перестают разрешаться). Значение наименьшей разности длин волн $\delta\lambda$, при которой спектральные линии наблюдаются ещё раздельно, зависит как от параметров спектральных приборов (объективных параметров), так и от опыта, квалификации и остроты зрения наблюдателя (субъективных параметров). Поэтому условие определения указанной наименьшей разности длин волн $\delta\lambda$ достаточно условно. Такой условный критерий (предложен Рэлеем) утверждает, что две спектральные линии с разными длинами волн одинаковой интенсивности считаются **разрешёнными** (наблюдаются раздельными), если интенсивность I_{cp} посередине промежутка между двумя соседними максимумами интенсивности составляет **не более 0,8** от интенсивности в разрешаемых максимумах I_{max} . В случае точного равенства $I_{cp} = 0,8I_{max}$, главный максимум (середина) одной спектральной линии с длиной волны $(\lambda + \delta\lambda)$ совпадает с первым минимумом другой спектральной линии с длиной волны λ (со стороны $(\lambda + \delta\lambda)$). Таким образом, в соответствии с критерием Рэлея, необходимо, чтобы максимум m – го порядка (угол дифракции определяется условием (17.6) $(d \sin \alpha = m(\lambda + \delta\lambda))$ с длиной волны $(\lambda + \delta\lambda)$ совпадал с минимумом (первый дополнительный минимум ($p = mN + 1$), определяется условием (17.7) $d \sin \alpha = \lambda p / N$) для спектральной линии с длиной волны λ , то есть, чтобы выполнялось условие:

$$m(\lambda + \delta\lambda) = \frac{mN + 1}{N} \lambda \Rightarrow m\delta\lambda = \frac{\lambda}{N} \Rightarrow \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN$$

Разрешающая сила (способность) R дифракционной решётки определяется как отношение длины волны λ в рассматриваемой области спектра к наименьшей разности длин волн $\delta\lambda$ соседних спектральных линий, при которой спектральные линии наблюдаются ещё раздельно, то есть $R = \lambda / \delta\lambda$. С учётом полученного ранее на основе критерия Рэлея равенства $\lambda / \delta\lambda = mN$ для разрешающей способности имеем:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (17.11)$$

Разрешающая способность зависит от порядка спектра m и общего числа щелей N в решётке.

Способность дифракционной решётки разлагать белый свет в спектр дает возможность использовать ее в качестве диспергирующего устройства в спектральных приборах. Зная постоянную решётки и измерив угол дифракции, можно определить спектральный состав излучения неизвестного источника. В данной лабораторной работе дифракционная решётка используется для определения длины световой волны.

17.2 Описание установки

Для точного измерения углов дифракции (и не только дифракции) в данной лабораторной работе используется прибор, называемый **гониометром** типа Фёдорова. Схематическое устройство гониометра приведено на рисунке 17.3.

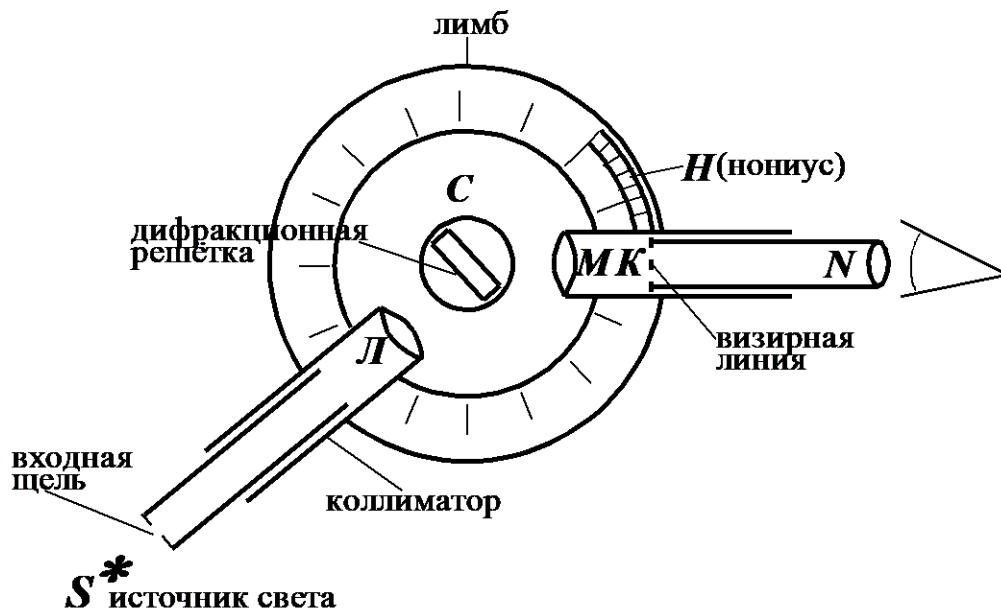


Рисунок 17.3.

Основные части гониометра: закреплённые на общей оси круг с делениями (лимб), коллиматор, зрительная труба и столик С с дифракционной решёткой. Коллиматор предназначен для создания параллельного пучка лучей от источника света. Он состоит из наружного тубуса, в котором закреплена линза Л, и внутреннего с входной щелью S. Ширина щели может регулироваться микрометрическим винтом. Щель располагается в фокальной плоскости линзы Л, поэтому из коллиматора выходит параллельный пучок лучей. Зрительная труба также состоит из двух тубусов: наружного, в котором закреплён объектив М, и внутреннего с закреплённым в нем окуляром N. В фокальной плоскости объектива располагается визирная нить. Если прибор

отъюстирован, то визирная нить и изображение освещённой щели коллиматора в поле зрения окуляра видны отчётливо.

Лимб разделён на 360 градусов, расстояние между градусными делениями разделено на две части по 30 минут каждая, т. е. цена деления лимба 30 минут. Для более точного отсчёта углов имеется нониус Н, имеющий 30 делений, общая длина которых составляет 29 делений лимба. Поэтому цена деления нониуса Δl равна:

$$\Delta l = l - c = l - \frac{l(n-1)}{n} = \frac{l}{n}, \quad (17.12)$$

так как $c \cdot n = l \cdot (n-1)$, где l – цена деления лимба, c – цена деления нониуса, n – число делений нониуса.

Если цена деления лимба 30 минут и нониус содержит 30 делений, то цена деления нониуса равна одной минуте.

Отсчёт угла гониометра производят следующим образом. Отмечают число целых делений по шкале лимба напротив нуля нониуса (отсчёт берётся от нуля нониуса), затем делают отсчёт по шкале нониуса: выбирают такое деление нониуса, которое совпадает с каким-либо делением шкалы лимба. Измеренный угол будет равен:

$$\alpha = kl + m\Delta l, \quad (17.13)$$

где k – число делений по шкале лимба; m – число делений нониуса до деления, точно совпадающего с делением шкалы лимба; l – цена деления лимба; Δl – цена деления нониуса.

Для случая, приведённого на рисунке 17.4, число делений лимба до 0 нониуса 19,5, что соответствует 19 градусам и 30 минутам.

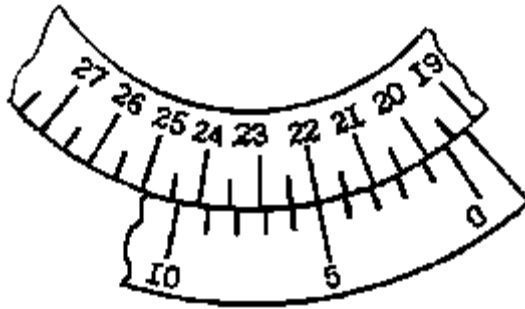


Рисунок 17.4

Ноль нониуса не совпадает с делениями лимба, совпадает пятое деление нониуса. Следовательно, угол отсчёта равен 19 градусам и 35 минутам.

На столике гониометра закреплена дифракционная решётка С так, что ее плоскость, обращённая к зрительной трубе, совпадает с диаметром столика. Столик гониометра устанавливается таким образом, чтобы дифракционная решётка была перпендикулярна оси коллиматора. Щель коллиматора освещается ртутной лампой.

Если зрительная труба установлена по оси коллиматора, то в поле зрения видно изображение щели – главный максимум нулевого порядка. При смещении зрительной трубы вправо или влево можно увидеть сначала синюю, затем зелёную и жёлтую линии спектра первого порядка. При дальнейшем повороте зрительной трубы в ее поле зрения окажутся в той же последовательности спектральные линии второго порядка, затем третьего и т. д.

Для определения угла дифракции какой-либо волны необходимо навести визирную нить зрительной трубы на середину линии соответствующего цвета слева от нулевого максимума, закрепить винт, фиксирующий положение трубы, и произвести отсчёт угла, например β_1 , затем, освободив винт, навести визирную нить зрительной трубы на середину линии такого же цвета в том же порядке спектра справа от нулевого максимума и, закрепив винт, сделать отсчёт угла β_2 . Разность отсчётов даст удвоенный угол дифракции (рисунок 17.4), а угол дифракции будет равен:

$$\alpha = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2}. \quad (17.14)$$

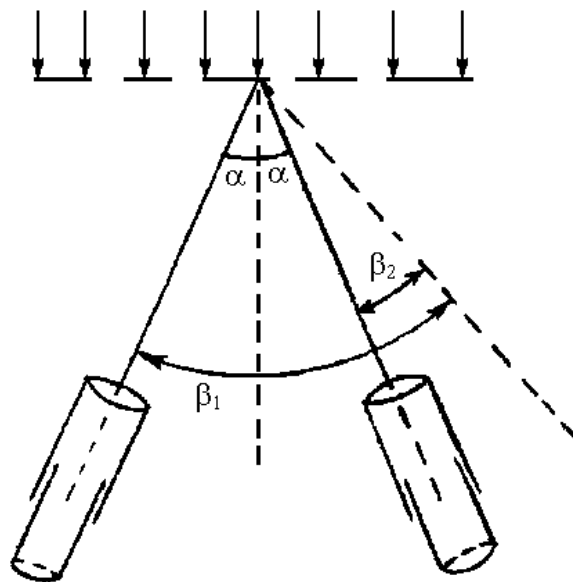


Рисунок 17.4

17.3 Порядок выполнения работы

1. Включить вентилятор и ртутную лампу.
2. Направить коллиматор гониометра на «окно» ртутной лампы.
3. Проверить, стоит ли дифракционная решётка перпендикулярно оси коллиматора.
4. Навести зрительную трубу на центральный дифракционный максимум (максимум нулевого порядка) – изображение щели коллиматора. Если изображение щели неотчётливо, слегка перемещая внутренний тубус с помощью винта, добиться отчётливого изображения щели. Отчётливое

изображение визирной нити достигается перемещением окуляра зрительной трубы.

5. Навести визирную нить на жёлтую линию в спектре второго порядка слева от нулевого максимума и, закрепив зрительную трубу винтом, произвести отсчёт угла β_1 по шкале лимба и нониуса.
6. Произвести те же измерения для зелёной и синей линии второго порядка и для всех трех линий первого порядка.
7. Перевести зрительную трубу на спектры справа от нулевого максимума и произвести измерения углов дифракции β_2 для этих же линий в спектре первого и второго порядков.
8. Измерения выполнить не менее 5 раз в том же порядке.
9. Результаты измерений по мере их выполнения заносить в заранее заготовленные таблицы 17.1 для линий каждого цвета отдельно (синяя I, зелёная I, жёлтая I, синяя II, зелёная II, жёлтая II).

Таблица 17.1

Цвет и порядок спектральной линии _____					
	№ изм.				
Параметр	1	2	3	4	5
β_{1i}					
$\langle \beta_1 \rangle$					
$\Delta\beta_{1i}$					
$(\Delta\beta_{1i})^2$					
$S_{\langle \beta_1 \rangle}$					
$(\Delta\beta_1)_{сл}$					
$(\Delta\beta_1)_{np}$					
$\Delta\beta_1$					
$\delta_{\beta_1}, \%$					
β_{2i}					
$\langle \beta_2 \rangle$					
$\Delta\beta_{2i}$					
$(\Delta\beta_{2i})^2$					
$S_{\langle \beta_2 \rangle}$					
$(\Delta\beta_2)_{сл}$					
$(\Delta\beta_2)_{np}$					
$\Delta\beta_2$					
$\delta_{\beta_2}, \%$					

10 Определить для линий каждого цвета углы дифракции $\langle \alpha \rangle$ по формуле (17.14), используя вычисленные средние значения углов дифракции $\langle \beta_1 \rangle$ и $\langle \beta_2 \rangle$, и занести в таблицу 17.2. Вычисления погрешностей $\Delta \beta_{1cl}$ и $\Delta \beta_{2cl}$ сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$. Полные погрешности измерения углов вычислить по формулам $\Delta \beta_1 = \sqrt{\Delta \beta_{1cl}^2 + \Delta \beta_{1np}^2}$ и $\Delta \beta_2 = \sqrt{\Delta \beta_{2cl}^2 + \Delta \beta_{2np}^2}$

11 Вычислить длины волн $\langle \lambda \rangle$ всех линий по формуле:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{a+b}{m} \cdot \sin \langle \alpha \rangle = \frac{d}{m} \cdot \sin \langle \alpha \rangle. \quad (17.15)$$

Значение постоянной решётки спросить у лаборанта или преподавателя.

Таблица 17.2

Цвет и порядок спектр. линии	α	$\Delta \alpha$	λ	$\Delta \lambda$
Синяя I				
Зелёная I				
Жёлтая I				
Синяя II				
Зелёная II				
Жёлтая II				

12 Оценить погрешности измерений угла дифракции и длины волны.

17.4 Контрольные вопросы

1. В чем суть явления дифракции света?
2. Сформулировать принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Разъясните явление дифракции на одной щели.
4. Разъясните явление дифракции на дифракционной решётке.
5. Чем отличается дифракционный спектр от спектра призмы?
6. Что такое угловая и линейная дисперсия дифракционной решётки?
7. Что такое разрешающая способность дифракционной решётки?
8. Что такое гониометр? Рассмотрите его принципиальное устройство.

17.5 Техника безопасности

1. Перед включением вентилятора установить его так, чтобы лопасти не касались установки.
2. При выполнении работы не касаться лопастей вентилятора.
3. Ртутная лампа – источник ультрафиолетового излучения, поэтому необходимо избегать прямого попадания излучения в глаза.
4. При выполнении работы строго выполнять порядок включения источника питания ртутной лампы: сначала включить вентилятор, а потом источник

питания. Отключение производить в обратном порядке: сначала источник питания, а затем вентилятор.

17.6 Указания к юстировке гониометра:

(Юстировка производится только лаборантом или преподавателем)

1. Передвигая окуляр зрительной трубы, добейтесь резкого изображения визирной нити. Направьте зрительную трубу на удалённый предмет и передвигайте внутренний тубус зрительной трубы (не смещая окуляра относительно визирной нити) до тех пор, пока изображение предмета и визирной нити будут видны отчётливо, т. е. пока они не будут в фокальной плоскости объектива зрительной трубы.
2. Включите ртутную лампу и осветите ею щель коллиматора. Повернув зрительную трубу в направлении выходящего из коллиматора пучка, не сбивая окуляра, совместите визирную нить с изображением щели.
3. Передвигая внутренний тубус коллиматора, установите его так, чтобы изображение щели стало резким и отсутствовало параллактическое смещение изображений визирной нити и щели.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРА В РАСТВОРЕ С ПОМОЩЬЮ САХАРИМЕТРА

Цель работы: изучение принципа работы сахариметра и определение концентрации сахара в растворе.

18.1 Основные понятия и законы

В общем случае **поляризованной** называют любую электромагнитную волну, у которой колебания *светового вектора каким-либо образом упорядочены*. В частности, если световой вектор $\vec{E}$ в процессе распространения этой волны остаётся всегда в одной плоскости, проходящей через векторы $\vec{v}$ и $\vec{E}$ (в какой-то произвольно выбранный фиксированный момент времени, когда $\vec{E} \neq \vec{0}$), то такую электромагнитную волну называют **плоско поляризованной** (или **линейно поляризованной**), а указанную плоскость называют **плоскостью поляризации** волны. Вектор $\vec{H}$ в процессе также распространения этой волны также остаётся всегда в одной плоскости одной плоскости, проходящей через вектор $\vec{v}$ перпендикулярно плоскости поляризации (рисунок 18.1).

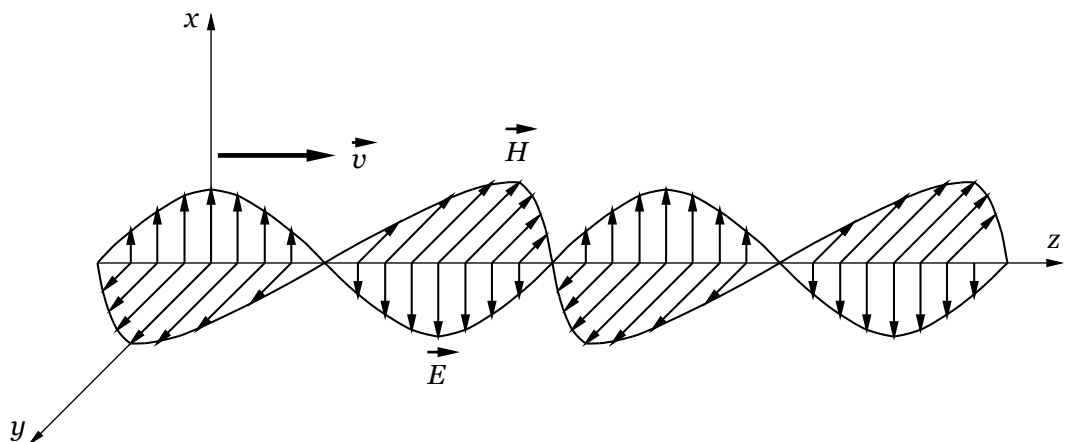


Рисунок 18.1

Если наложить две линейно-поляризованные электромагнитные монохроматические волны одинаковой частоты с некоторым постоянным фазовым сдвигом (когерентные волны), движущиеся в одном направлении, и имеющие взаимно перпендикулярные плоскости поляризации, то результирующая электромагнитная волна будет являться в общем случае **эллиптически поляризованной** (рисунок 18.2) В частном случае, когда амплитуды световых векторов налагающихся волн равны, получится **поляризованная по кругу** электромагнитная волна. При наблюдении с конца вектора скорости $\vec{v}$, световой вектор эллиптически поляризованной волны вращается, а его конец описывает в пространстве эллипс. Если световой вектор

эллиптически поляризованной волны вращается по часовой стрелке, то поляризация называется правой (рисунок 18.2б), в противном случае – левой. Разумеется, справедливо и обратное утверждение, заключающееся в том, что любую эллиптически поляризованную монохроматическую волну можно

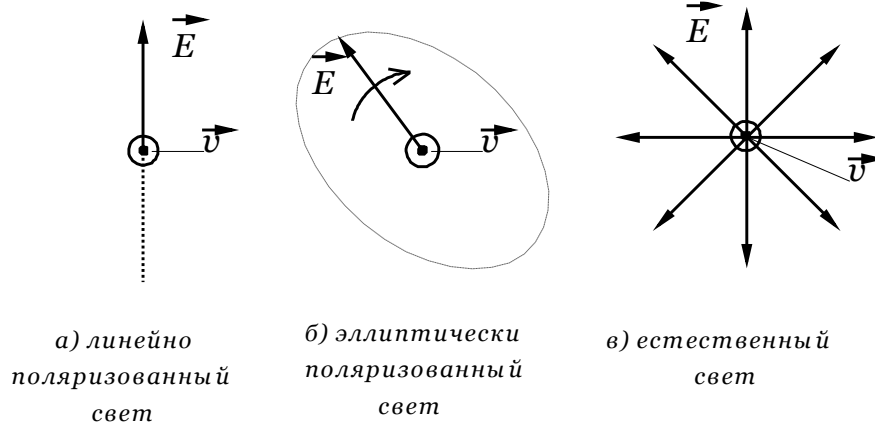


Рис. 18.2. Виды поляризации света

считать суммой двух линейно-поляризованных электромагнитных монохроматических волн одинаковой частоты с некоторым фазовым сдвигом, движущихся в одном направлении, и имеющих взаимно перпендикулярные плоскости поляризации.

Процесс испускания кванта света отдельным возбуждённым атомом длится около $\tau \cong 10^{-8}$ с. За это время возникшая световая волна пройдёт расстояние $l = c \cdot \tau \cong 3$ м. Вследствие своей конечной протяжённости этот «кусочек» световой волны, называемый **цугом** волн или **волновым цугом**, не является монохроматической волной и может быть представлен последовательностью горбов и впадин длиной около 3 м, а его протяжённость называют длиной цуга. Одновременно образуется огромное количество волновых цугов, испускаемых совершенно независимо различными атомами. Вследствие независимости процессов испускания света различными атомами, фазы образованных волновых цугов никак не связаны друг с другом, а плоскости колебаний светового вектора (плоскости поляризации) случайным образом ориентированы в пространстве. Такой свет называют **естественным светом**.

Таким образом, у естественного света колебания светового вектора никак не упорядочены и плоскость поляризации такого света, хотя и проходит через световой луч, но ориентирована в пространстве случайным образом (рисунок 18.2в). Отметим, что *естественный свет можно представить, как результат наложения двух линейно поляризованных монохроматических волн одного направления одинаковой частоты и амплитуды с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации и со случайным фазовым сдвигом* (то есть налагаются, некогерентные волны).

Результат наложения естественного и линейно поляризованного света одного направления называют **частично** поляризованным светом.

Для получения линейно поляризованного света используют специальные приборы, называемые **поляризаторами**. Для изготовления поляризаторов используют различные физические явления, которые отчасти

будут обсуждаться далее. Основное свойство поляризатора состоит в том, что этот прибор пропускает только свет, имеющий плоскость поляризации параллельную некоторой плоскости, жёстко связанной с поляризатором и называемой **плоскостью пропускания поляризатора**. Свет с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости пропускания поляризатора, поляризатор или совсем не пропускает (идеальный поляризатор), или частично. Всюду далее будем полагать, что используется идеальный поляризатор.

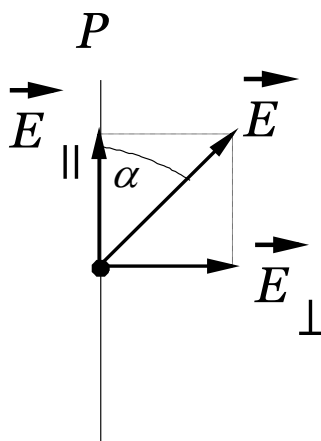
Если частично поляризованный свет направить на поляризатор, то, при вращении поляризатора вокруг луча (при изменении расположения плоскости пропускания поляризатора), прошедший через него свет будет иметь различную интенсивность от минимальной $I_{\min}$ до максимальной $I_{\max}$. Это позволяет определить числовую характеристику степени поляризации света:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (18.1)$$

Очевидно, что для естественного света $P=0$, а для линейно поляризованного света $P=1$. Для эллиптически поляризованного света понятие степени поляризации и формула (18.1) неприменимы. Добавим, при использовании поляризатора для анализа поляризации света, его называют также **анализатором**.

Интенсивность линейно поляризованного света, прошедшего через поляризатор, можно определить при помощи закона Малюса (Малюс Этьен Луи, фр., 1775 – 1812), который состоит в следующем.

Пусть на поляризатор падает линейно поляризованный свет и угол между плоскостью пропускания поляризатора P и плоскостью поляризации света равен α (рисунок 18.3). Выше отмечалось, что линейно поляризованную



монохроматическую волну можно представить суммой двух линейно поляризованных монохроматических волн одного направления той же частоты, что и результирующая волна, с нулевым фазовым сдвигом и с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации. Выберем налагаемые линейно поляризованные волны так, что плоскость поляризации одной из них параллельна плоскости пропускания поляризатора P , а плоскость поляризации другой – перпендикулярна P , и обозначим их амплитуды $\vec{E}_{\parallel}$ и $\vec{E}_{\perp}$, соответственно

Рисунок 18.3. Закон Малюса (сами волны тоже будем обозначать таким же образом).

Через поляризатор пройдёт только линейно поляризованная волна $\vec{E}_{\parallel}$, причём, как это видно из рис. 18.3,

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha \quad (18.2)$$

Интенсивность света, прошедшего через поляризатор определим возведением обеих частей (18.2) в квадрат и получим:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (18.3)$$

где $I = E_{\parallel}^2$ – интенсивность света, прошедшего через поляризатор, а $I_0 = E^2$ – интенсивность света, падающего на поляризатор. Напомним, что и падающая на поляризатор и прошедшая через него волны считаются линейно поляризованными.

Из закона Малюса следует, что при вращении анализатора относительно линейно поляризованного падающего луча интенсивность вышедшего света меняется от нуля до максимального значения.

Если же на поляризатор падает естественный свет интенсивности $I_{ест}$, то через поляризатор пройдёт свет интенсивности $\frac{1}{2}I_{ест}$. Действительно, пусть на поляризатор падает естественный монохроматический свет интенсивности $I_{ест}$. Выше отмечалось, что такой свет можно суммой двух линейно поляризованных монохроматических волн одного направления одинаковой частоты и амплитуды с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации и со случайным фазовым сдвигом (некогерентными волнами), то есть имеем, $\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}$, $E_{\parallel} = E_{\perp}$ и после возведения в квадрат получим (с учётом того, что $\vec{E}_{\parallel} \cdot \vec{E}_{\perp} = 0$):

$$I_{ест} = I_{\parallel} + I_{\perp} = 2I_{\parallel} \quad (18.4)$$

где $I_{\parallel} = E_{\parallel}^2$, $I_{\perp} = E_{\perp}^2$ и $I_{\parallel} = I_{\perp}$. Из (18.4) имеем $I_{\parallel} = I_{ест}/2$.

Поскольку через поляризатор пройдёт только составляющая $E_{\parallel}$, то интенсивность прошедшего света составит только половину от $I_{ест}$, то есть, $I_{ест}/2$.

Если на пути естественного света поставить два поляризатора, плоскости пропускания которых образуют угол α между собой, то интенсивность света, прошедшего оба поляризатора, составит:

$$I = \frac{1}{2}I_{ест} \cos^2 \alpha \quad (18.5)$$

Видим, что если плоскости пропускания поляризаторов взаимно перпендикулярны, то свет через рассматриваемую систему не проходит.

Некоторые оптически прозрачные кристаллы обладают свойством двойного лучепреломления: при попадании света на кристалл луч раздваивается. Для одного из лучей выполняются законы геометрической оптики (в частности, законы преломления Снеллиуса), поэтому этот луч называют **обыкновенным** (*o*), для другого – не выполняются, поэтому его называют **необыкновенным** (*e*). (рисунок 18.4)

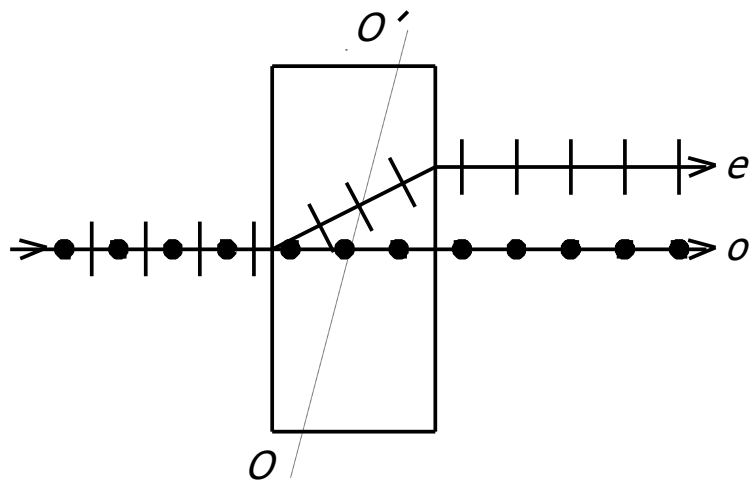


Рисунок 18.4

При нормальном падении света на поверхность кристалла обыкновенный (o) луч проходит не преломляясь, а необыкновенный (e) преломляется.

Оказывается, что в анизотропных кристаллах имеется по крайней мере одно направление, при распространении вдоль которого свет не испытывает двойного лучепреломления. Такое направление (показано на рисунке 18.4 пунктирной прямой линией OO'), называется **оптической осью** рассматриваемого кристалла. Отметим, что оптическая ось, это не одна отдельная прямая линия, а любая прямая, параллельная направлению (заданному указанной прямой линией), вдоль которого луч света не испытывает двойного лучепреломления. В зависимости от типа симметрии кристалла осей может быть либо одна (исландский шпат, кварц, турмалин и др.), либо две (гипс, слюда, топаз, ромбическая сера и др.). Кристаллы с одной оптической осью называются **одноосными**, а с двумя оптическими осями – **двуосными**. Плоскость, проходящая через оптическую ось, называется **главной плоскостью**, или **главным сечением** кристалла. Как правило, используют главное сечение, проходящее и через световой луч.

Колебания светового вектора $\vec{E}$ обыкновенного луча перпендикулярны главной плоскости, а необыкновенного – лежат в главной плоскости, т. е. эти лучи поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. В некоторых кристаллах наблюдается явление **дихроизма** – разное поглощение обыкновенного и необыкновенного лучей (в турмалине обыкновенный луч очень сильно поглощается по сравнению с необыкновенным лучом). Дихроизм кристаллов используется для создания поляризаторов, создающих линейно поляризованный свет из естественного света и называемых также **поляроидами**.

Двойное лучепреломление объясняется анизотропией кристаллов. Более конкретно, взаимное расположение светового вектора волны и оптической оси определяет диэлектрическую проницаемость материала для данной волны, и, следовательно, её фазовую скорость. В одноосных кристаллах диэлектрические проницаемости для направлений электрического поля

параллельно оптической оси ($\epsilon_{\parallel}$) и перпендикулярно оптической оси ($\epsilon_{\perp}$) различны. При других направлениях светового вектора по отношению к оптической оси кристалла, диэлектрическая проницаемость принимает промежуточные значения между указанными $\epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{\perp}$. Различаются, следовательно, и показатели преломления световых волн, так как $n = \sqrt{\epsilon}$.

Если в кристалле распространяется световая волна с плоскостью поляризации перпендикулярной главному сечению кристалла, то световой вектор такой волны будет всегда перпендикулярен оптической оси при любом направлении распространения этой волны. Следовательно, диэлектрическая проницаемость такой волны будет постоянной и равной $\epsilon_{\perp}$ и нет зависимости показателя преломления этой волны от направления её распространения. Следовательно, это обыкновенная волна o , а её показатель преломления равен $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$. Именно поэтому фазовая скорость обыкновенной волны $v_o = c/n_o$ не зависит от направления её распространения.

Для световой волны, плоскость поляризации которой параллельна главному сечению кристалла, все выглядит несколько иначе. Угол α между световым вектором этой волны и оптической осью кристалла меняется в зависимости от направления распространения этой волны. Меняется при этом и показатель преломления кристалла. Изменения диэлектрическая проницаемость и показателя преломления такой волны будет осуществляться

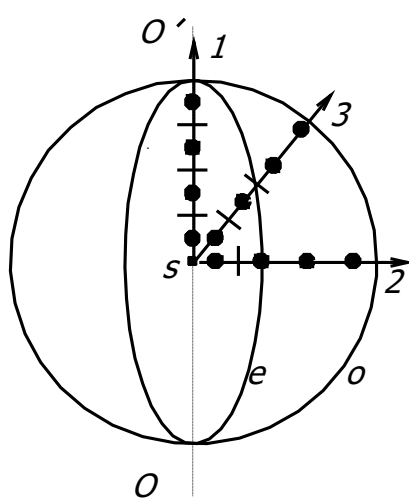


Рисунок 18.5

в промежутке от $\epsilon_{\perp}$ и $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ (луч параллелен оптической оси, $\alpha = \pi/2$) до $\epsilon_{\parallel}$ и $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ (луч перпендикулярен оптической оси, $\alpha = 0$), соответственно. Видим, что эта волна не подчиняется законам обычной геометрической оптики (для изотропных материалов), следовательно, это и есть необыкновенная волна e .

Если представить себе точечный источник света в некоторой внутренней точке одноосного кристалла, то волновые поверхности от этого

источника для волн o и e будут выглядеть так, как это показано на рисунок 18.5. На этом рисунке указаны три направления распространения волн. Для обыкновенной волны фазовая скорость одинакова независимо от направления, поэтому её фазовая поверхность является сферой. Для необыкновенной волны фазовая скорость зависит от направления её движения. В направлении 1 скорость необыкновенной волны совпадает со скоростью обыкновенной, поскольку, как уже отмечено выше, в этом случае световой вектор перпендикулярен оптической оси и её фазовая скорость в

данном направлении совпадает с v_o . В направлении 2 световой вектор необыкновенной волны параллелен оптической оси и её фазовая скорость в данном направлении равна $v_e = c/n_e < v_o$, поскольку выбрано $\varepsilon_{||} > \varepsilon_{\perp}$, так что

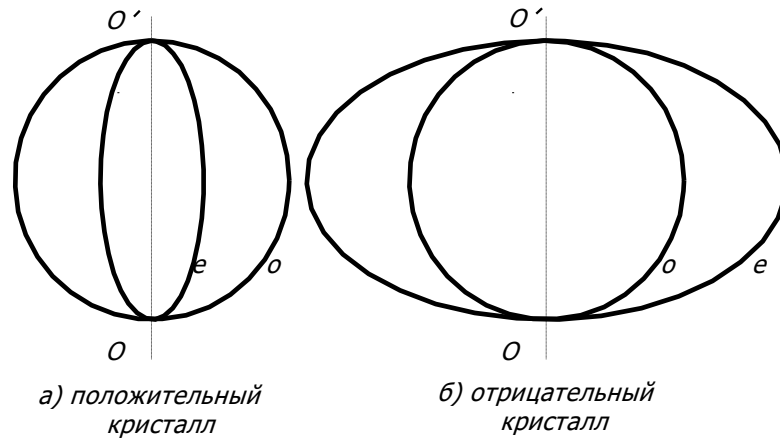


Рисунок 18.6.

$n_e = \sqrt{\varepsilon_{||}} > n_o$. В направлении 3 скорость необыкновенного луча будет иметь промежуточное значение между скоростями v_e и v_o . Можно показать, что волновая поверхность для необыкновенной волны будет эллипсоидом вращения.

В зависимости от соотношения между скоростями v_e и v_o (или $\varepsilon_{||}$ и $\varepsilon_{\perp}$) различают кристаллы «положительные» ($v_e < v_o$, $\varepsilon_{||} > \varepsilon_{\perp}$) и «отрицательные» ($v_e > v_o$, $\varepsilon_{||} < \varepsilon_{\perp}$) – рис. 17.11.4. Такие названия возникли из-за некоторых ассоциаций эллипсоида вращения со знаками «плюс» и «минус».

Для положительных кристаллов скорость распространения необыкновенного луча меньше, чем обыкновенного, для отрицательных – наоборот. Наибольшее различие скоростей наблюдается в направлениях, перпендикулярных оптической оси. Для этих направлений вводят показатель преломления n_e .

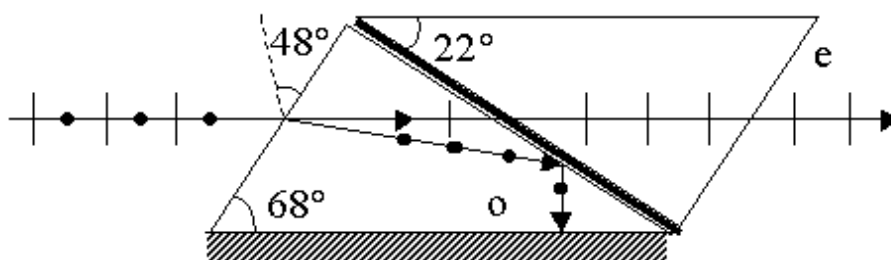


Рисунок 18.7

На основе явления двойного лучепреломления устроена призма, предложенная У. Николем (Уильям Николь, 18.04.1766 – 02.09.1851, шотл.) **призма Николя**, или просто **николь** (рисунок 18.7) Призма Николя представляет собой кристалл исландского шпата, распиленный по диагонали и склеенный канадским бальзамом. В призме Николя один из лучей, возникающих в результате двойного лучепреломления, устраняется за счёт полного внутреннего отражения. Обыкновенный луч, преломляющийся сильнее, падает на границу с канадским бальзамом под углом падения, большим, чем необыкновенный луч. Поскольку показатель преломления канадского бальзама меньше, чем исландского шпата, происходит полное внутреннее отражение и луч попадает на боковую грань, покрытую черной краской и, потому, поглощающей этот луч полностью. Из призмы выходит, таким образом, только один *плоскополяризованный луч (необыкновенный)*. Плоскость поляризации этого луча носит название главной плоскости николя.

На ином принципе основано действие поляризаторов, изготавливаемых из турмалина (минерал из группы боросодержащих алюмосиликатов, сложные боросиликаты переменного состава), герапатита (йодохинина сульфат) и некоторых других кристаллов, которые наряду с двойным лучепреломлением могут поглощать один из лучей значительно сильнее, чем другой (дихроизм). Основным недостатком таких поляризаторов по сравнению с николями являются их плохие спектральные характеристики. Белый свет, проходя через такой поляризатор, окрашивается.

Из многочисленных интереснейших физических явлений, наблюдаемых с поляризованным светом, рассмотрим ещё одно, называемое **вращением плоскости поляризации**. Сущность этого явления состоит в том, что некоторые вещества, называемые **оптически активными**, вызывают поворот плоскости поляризации проходящего через них линейно поляризованного света. К оптически активным веществам относятся некоторые кристаллы (*кварц, киноварь*), чистые жидкости (*никотин, скипидар*) и растворы оптически активных веществ в некоторых неактивных жидкостях (*водные растворы сахара, винной кислоты*).

В оптически активных кристаллах и чистых жидкостях угол поворота φ плоскости поляризации пропорционален пути l , пройденному светом в данном оптически активном веществе, то есть определяется выражением:

$$\varphi = \alpha \cdot l \quad (18.6)$$

где коэффициент α , различный для различных активных веществ, называется **постоянной вращения**. Постоянная вращения зависит от многих факторов, основными из которых являются температура оптически активного вещества и длина волны света.

В растворах оптически активных веществ угол поворота φ плоскости поляризации пропорционален пути l , пройденному светом в растворе

оптически активного вещества, и концентрации оптически активного вещества, то есть определяется выражением:

$$\varphi = [\alpha] \cdot c \cdot l = [\alpha] \cdot (D \cdot K) \cdot l \quad (18.7)$$

где величина $[\alpha]$ называется **удельной постоянной вращения**, $c = D \cdot K$ – объёмно массовая концентрация оптически активного вещества в растворе ($\text{кг} / \text{м}^3$), D – плотность раствора, K – долевая концентрация по массе, то есть отношение массы оптически активного вещества к массе всего раствора. Значение удельной постоянной вращения $[\alpha]$ зависит от вида активного вещества и растворителя, длины волны света и температуры.

В зависимости от направления поворота плоскости поляризации (если смотреть навстречу лучу) оптически активные вещества делят следующим образом. Оптически активные вещества, осуществляющие поворот плоскости поляризации по часовой стрелке (вправо), называются *правовращающими* веществами, а в противном случае – *левовращающими* веществами.

Оптически активные вещества широко используются в **поляриметрии**, которой называют совокупность методов физических исследований, основанных на измерении степени поляризации света и угла поворота плоскости поляризации света при прохождении его через эти вещества. В частности, одним из приборов поляриметрии является **сахариметр**, предназначенный для измерения концентрации сахара в растворе.

Принцип действия поляриметров поясняет рисунок 18.8.

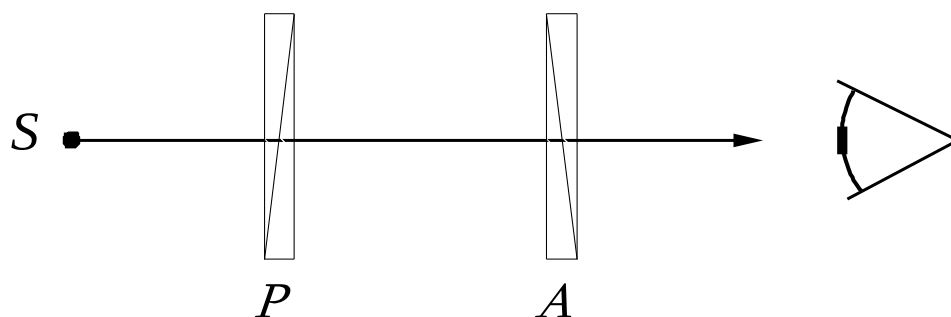


Рисунок 18.8

Пусть монохроматический свет падает от источника S на систему «поляризатор – анализатор», которые поставлены скрещено. В этом случае свет до наблюдателя не дойдёт, так как анализатор не пропускает в соответствии с законом Малюса плоскополяризованного света.

Если между поляризатором и анализатором поместить, например, кварцевую пластинку так, чтобы свет проходил вдоль ее оптической оси, то в общем случае свет дойдёт до наблюдателя. Если же анализатор повернуть на некоторый угол, то можно вновь добиться затемнения. Это свидетельствует о том, что кварцевая пластинка вызвала поворот плоскости поляризации на угол, соответствующий повороту анализатора для получения затемнения.

Используя в опыте свет различной длины волны, можно обнаружить дисперсию вращения плоскости поляризации, т. е. зависимость угла поворота от длины волны.

Для приведённой в качестве примера кварцевой пластинки толщиной 1 мм измерения углов поворота плоскости поляризации дают следующие результаты:

Таблица 18.1

Цвет	Угол поворота, град.
Красный	15
Жёлтый	21
Фиолетовый	51

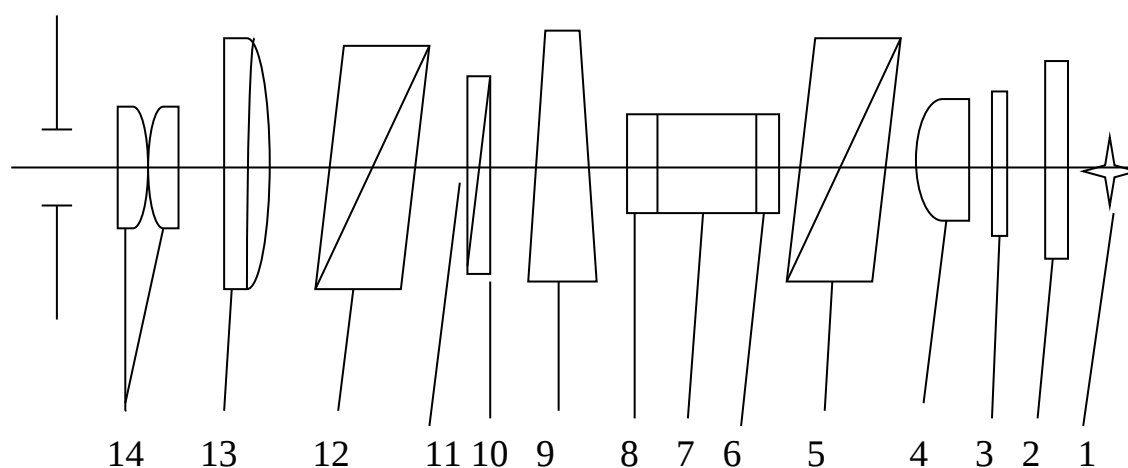
Если в качестве оптически активной среды использовать растворы, то соотношение (18.7) позволяет весьма точно измерять их концентрации, в частности, концентрацию сахара.

Этот метод широко используют в медицине для определения концентрации сахара в моче.

Сахариметры позволяют определить не только концентрацию раствора, но также удельное вращение. Используя различные светофильтры, можно найти зависимость удельного вращения от длины волны (дисперсию оптической активности), в настоящее время для этих целей применяют специальные приборы – спектрополяриметры.

18.2 Описание установки

Для определения концентрации раствора сахара используется сахариметр, оптическая схема которого приведена на рисунке 18.9.



1 – источник света, 2 – матовое стекло, 3 – светофильтр, 4 – конденсор, 5 – поляризатор, 6, 8 – прозрачные стекла, 7 – кювета, 9 – кварцевый клин, 10 – стеклянный контрклин, 11 – кварцевый клин, 12 – полутеневого анализатор, 13 – объектив, 14 – окуляр

Рисунок 18.9

Основными частями сахариметра являются: поляризатор (5), полутеневого анализатор (12) и кварцевый компенсатор, состоящий из подвижного кварцевого клина (9), соединённого со шкалой прибора, и неподвижного (11) кварцевого клина, соединённого со стеклянным контрклином (10). Между поляризатором и компенсатором располагается кювета (7), закрытая с обеих сторон прозрачными стёклами (6) и (8) и заполненная исследуемым раствором. На поляризатор (5) от источника света (1) через матовое стекло (2) и светофильтр (3) направляется параллельный пучок лучей, полученный с помощью конденсора (4). В качестве поляризатора используется призма Николя, поэтому на кювету с исследуемым раствором сахара попадает плоскополяризованный свет.

18.3 Порядок выполнения работы

1. Включить в сеть вилку осветителя сахариметра.
2. Проверить правильность установки прибора. Для этого, вставив светофильтр и рассматривая поле зрения через зрительную трубу, добиться отчётливого изображения границы раздела поля зрения на две половинки.
3. С помощью рукоятки, соединённой с подвижным клином, добиться минимальной одинаковой освещённости обеих половинок поля зрения и снять нулевой отсчёт n_0 . Расстроить одинаковую освещённость обеих половинок поля зрения, вновь произвести настройку их одинаковой освещённости и снять нулевой отсчёт n_0 . Измерения выполнить не менее пяти раз. Результаты занести в таблицу 18.2.

Таблица 18.2.

$N_{\text{д}} n/n$	n_{0i}	$\langle n_0 \rangle$	Δn_{0i}	$(\Delta n_{0i})^2$	$S_{<n_0>}$	$\Delta n_{0\text{СЛ}}$	$\Delta n_{0\text{ПП}}$	Δn_0	δn_0
1									
2									
3									
4									
5									

Отсчёт по шкале производится следующим образом. Отмечают число целых делений по основной шкале (нижней) напротив нуля нониуса (верхняя шкала). Затем делают отсчёт по шкале нониуса: выбирают такое деление шкалы нониуса, которое точно совпадает с каким-либо делением основной шкалы. На рисунке 18.10 отсчёт равен 10,7.

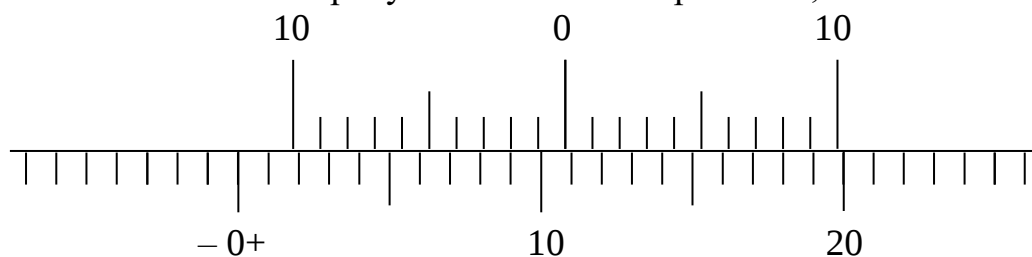


Рисунок 18.10

4. Поместить кювету с раствором, концентрация которого известна, в сахариметр, добиться минимальной одинаковой освещённости обеих половинок поля зрения, сделать отсчёт по шкале n . Как в п. 3 расстроить одинаковую освещённость обеих половинок поля зрения, вновь произвести настройку одинаковой их освещённости и снять нулевой отсчёт n . Измерения выполнить не менее пяти раз. Результаты занести в таблицу 18.3.

Таблица 18.3. Кювета с известной концентрацией сахара, $C_0 =$

N_0 n/n	n_i	$\langle n \rangle$	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$	$S_{\langle n \rangle}$	$\Delta n_{СП}$	$\Delta n_{ПР}$	Δn	δn	$[\alpha]$
1										
2										
3										
4										
5										

Вычислить средние значения отсчётов n_0 и n и их погрешности Δn_0 и Δn . Вычисления погрешностей Δn_0 и Δn сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$. Определить угол вращения плоскости поляризации по формуле $\langle \varphi \rangle = \langle n \rangle - \langle n_0 \rangle$ и занести его в таблицу 18.5. Погрешность угла поворота плоскости поляризации $\Delta \varphi$ считать по формуле $\Delta \varphi = \sqrt{(\Delta n_0)^2 + (\Delta n)^2}$.

По полученным данным определить удельную постоянную вращения по формуле $\langle [\alpha] \rangle = \langle \varphi \rangle / (c_0 \cdot l)$, которая следует из выражения (18.7) и вычислить погрешность удельной постоянной вращения:

$$\Delta[\alpha] = \sqrt{\left(\frac{\partial[\alpha]}{\partial \varphi}\right)^2 (\Delta \varphi)^2 + \left(\frac{\partial[\alpha]}{\partial c_0}\right)^2 (\Delta c_0)^2 + \left(\frac{\partial[\alpha]}{\partial l}\right)^2 (\Delta l)^2}.$$

Погрешность удельной постоянной вращения можно также рассчитать через относительные погрешности $\delta_{[\alpha]} = \Delta[\alpha] / \langle [\alpha] \rangle$, $\delta_\varphi = \Delta \varphi / \langle \varphi \rangle$, $\delta_{c_0} = \Delta c_0 / \langle c_0 \rangle$, $\delta_l = \Delta l / l$ соответствующих величин, используя выражения:

$$\delta_{[\alpha]} = \sqrt{(\delta_\varphi)^2 + (\delta_{c_0})^2 + (\delta_l)^2} \text{ и } \Delta[\alpha] = \delta_{[\alpha]} \cdot \langle [\alpha] \rangle.$$

Окончательно постоянную вращения запишите в виде $[\alpha] = \langle [\alpha] \rangle \pm \Delta[\alpha]$.

5. Произвести такие же измерения для кюветы с раствором с неизвестной концентрацией сахара. Результаты занести в таблицу 18.4. Вычислить среднее значение отсчётов n и их погрешность Δn . Вычисление погрешности Δn сделать с доверительной вероятностью $\gamma = 0,7$.

Таблица 18.4. Кювета с неизвестной концентрацией сахара, $c_x = ?$

№ п/п	n_i	$\langle n \rangle$	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$	$S_{\langle n \rangle}$	Δn	$\Delta n_{\text{сл}}$	$\Delta n_{\text{пр}}$	Δn	δn
1										
2										
3										
4										
5										

Определить угол вращения плоскости поляризации по формуле $\langle \varphi \rangle = \langle n \rangle - \langle n_0 \rangle$ и занести его в таблицу 18.5. Погрешность угла поворота плоскости поляризации $\Delta \varphi$ считать по формуле $\Delta \varphi = \sqrt{(\Delta n_0)^2 + (\Delta n)^2}$. Среднее значение отсчётов n_0 и их погрешность Δn_0 взять из таблицы 18.2.

6. Если обозначить входящие в выражение (18.7) величины для раствора с неизвестной концентрацией индексом «х», а для раствора с известной концентрацией раствора индексом «0», то можно записать пропорцию:

$$c_x = \frac{\langle \varphi_x \rangle}{\langle \varphi_0 \rangle} c_0 \frac{l_0}{l_x} \text{ или, при } l_0 = l_x: c_x = \frac{\langle \varphi_x \rangle}{\langle \varphi_0 \rangle} c_0.$$

Используя результаты измерений вычислить концентрацию неизвестного раствора и погрешность измерения концентрации по формуле (при $l_0 = l_x$):

$$\Delta c_x = \sqrt{\left(\frac{\partial c_x}{\partial \varphi_x} \right)^2 (\Delta \varphi_x)^2 + \left(\frac{\partial c_x}{\partial \varphi_0} \right)^2 (\Delta \varphi_0)^2 + \left(\frac{\partial c_x}{\partial c_0} \right)^2 (\Delta c_0)^2}.$$

Концентрацию неизвестного раствора c_x в таблице 18.4 запишите в виде

$$c_x = \langle c_x \rangle \pm \Delta c_x.$$

Таблица 18.5.

c	$\langle n_0 \rangle$	$\langle n \rangle$	$\langle \varphi \rangle = \langle n \rangle - \langle n_0 \rangle$	$\Delta \varphi$
$c_0 =$				
$c_x =$				

18.4 Контрольные вопросы

1. Что такое естественный и поляризованный свет? Определите основные виды поляризации света.
2. Укажите способы получения поляризованного света.
3. В чем заключается явление двойного лучепреломления?
4. Изобразите ход лучей в призме Николя.
5. Сформулируйте закон Малюса.
6. Какие вещества называют оптически активными?
7. Изобразите оптическую схему сахариметра.
8. С какой целью используют сахариметр в медицине?

18.5 Техника безопасности

4. Не касаться руками оптических частей установки, аккуратно обращаться со стеклянными приборами.
5. Не касаться токоведущих частей установки.
6. Следить за исправным состоянием изоляции токоведущих частей установки.
7. После окончания работы установку отключить от сети.
8. По окончании работы убрать рабочее место.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОЭЛЕМЕНТА

Цель работы: изучение принципа действия вентильного фотоэлемента и измерение его интегральной чувствительности.

19.1 Основные понятия и закономерности

Явление **фотоэлектрического эффекта (фотоэффекта)** состоит во взаимодействии электромагнитного излучения (в частности, света) с веществом, в результате которого энергия излучения передаётся атомам данного вещества, и они переходят в возбуждённое состояние. Если энергия излучения, сообщаемая атомам веществ в конденсированном состоянии (твёрдом и жидком) вблизи поверхности, на которую падает излучение, достаточна для того чтобы электроны этих атомов стали свободными от связи с конкретными атомами, происходит изменение свойств данного вещества по отношению к электропроводности самого вещества, или окружающего это вещество пространства. Если облучение светом сопровождается выходом электронов за пределы вещества (**фотоэмиссия**), фотоэффект называют **внешним**, если не сопровождается – **внутренним**. Во втором случае он проявляется в изменении концентрации электронов и других носителей зарядов в различных частях вещества, изменяя его электрические и оптические свойства. Фотоэффект в газах состоит в ионизации атомов или молекул под действием излучения и изменении их электропроводности газов.

История открытия этого явления вкратце выглядит следующим образом. В 1839 г. Александр Беккерель (Александр Эдмон Беккерель (Alexandre-Edmond Becquerel), 24.03.1820 – 11.05.1891, фр.) наблюдал явление фотоэффекта в электролите. В 1873 г. Уиллоуби Смит (Уиллоуби Смит (Willoughby Smith, 06.04.1828 – 17.06.1891, англ.) обнаружил, что электропроводность селена значительно улучшается при облучении его светом. В 1887 г. Генрих Герц (Гё́нрих Рудольф Герц (Heinrich Rudolf Hertz; 22.02.1857 – 01.01.1894, нем.) при работе с открытым резонатором заметил, что при освещении цинковых разрядников ультрафиолетом прохождение искры заметно улучшается. Официально считается, что явление внешнего фотоэффекта было открыто в 1887 г. Г. Герцем.

Русский физик Александр Столетов (Алекса́ндр Григо́рьевич Столе́тов (29.07(10.08).1839 – 16(28).05.1896, рус.) в 1888–1890 гг., изучая фотоэффект, сделал несколько важных открытий в этой области, в том числе вывел первый закон внешнего фотоэффекта. Важные экспериментальные исследования внешнего фотоэффекта были также выполнены, немецким физиком В. Гальваксом (Вильгельм Гальвакс (09.07.1859, – 20.06.1922,) итальянским учёным А. Риги (Аугусто Риги (Augusto Righi; 27.08.1850, – 08.06.1920, именно он и назвал явление фотоэффектом).

Внешний фотоэффект можно наблюдать в металлах. Установлено, что объяснить фотоэффект можно только с точки зрения **корпускулярной** теории электромагнитного излучения, в том числе и света. В металлах электроны

можно считать «свободными» в пределах рассматриваемого образца, то есть не связанными с конкретными атомами вещества. Покинуть пределы образца свободным электронам не даёт энергетический барьер на границе раздела с окружающей средой. Величина этого барьера в основном определяется химическим составом вещества, свойствами (в частности качеством обработки и ориентацией) поверхности образца, от того какой средой окружён рассматриваемый образец и называется **работой выхода** и обозначается A . Для разных металлов работа выхода колеблется в пределах нескольких электрон-вольт (например, у калия $A = 2,2$ эВ, у платины $A=6,3$ эВ). При освещении металла **квант** света (**фотон**) с энергией $h\nu$ поглощается электроном проводимости, при этом увеличивается кинетическая энергия электрона. Если энергия превышает работу выхода электрона, то электрон выходит из металла. Этот процесс описывается уравнением Эйнштейна:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (19.1)$$

где $mv_{\max}^2/2$ – кинетическая энергия вылетевшего электрона.

В выражении (19.1) пренебрегается взаимодействием электронов в металле между собой и, поэтому, изменение энергии одного электрона при поглощении фотона не приводит к изменению энергии других электронов.

Опытным путём были установлены три закона внешнего фотоэффекта. Номера этим законам здесь будут присвоены в соответствии с логической структурой утверждений, а не в исторической последовательности.

1. Для каждого металла существует своя максимальная длина волны монохроматического излучения λ_k , называемая **красной границей** фотоэффекта, при превышении которой внешний фотоэффект прекращается. Поскольку длина и частота световой волны в вакууме (и воздухе) связаны соотношением $\nu_0 = c/\lambda_0$, это означает, что внешний фотоэффект невозможен при облучении данного металла монохроматическим светом с частотой меньшей, чем $\nu_k = c/\lambda_k$. Величина λ_k (и $\nu_k = c/\lambda_k$) зависит от химическим составом вещества, его свойств (в частности качеством обработки и ориентацией) поверхности образца.

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов $mv_{\max}^2/2$ при облучении металла монохроматическим светом определяется частотой падающего света и не зависит от его интенсивности.

3. Количество фотоэлектронов, переходящих через поверхность металла в окружающее пространство, пропорционально промежутку времени действия света (излучения) и световому потоку, падающему на металл, при неизменном спектральном составе (закон Столетова). Данное утверждение имеет место в том случае, если в спектре излучения, падающего на исследуемый образец, присутствуют волны, с длинами, меньшими чем λ_k для вещества, из которого состоит образец.

Из соотношения (19.1) следует, что электрон сможет выйти за пределы металла, если сообщённая ему энергия не меньше работы выхода, т. е. если $h\nu \geq A$. Так как $\nu_K = c/\lambda_K$, то:

$$\lambda_K = hc/A$$

Внешний фотоэффект используется в вакуумных фотоэлементах (рисунок 19.1а). Внутренняя поверхность баллона покрыта тонким слоем металла. Этот слой занимает примерно 50% всей внутренней поверхности баллона и является фотокатодом. В Баллоне напротив фотокатода оставляют прозрачное окно, через которое на катод попадает свет. Анод изготавливают в форме рамки, расположенной таким образом, чтобы не препятствовать попаданию света на катод. Схема включения фотоэлемента изображена на рисунке 19.1.б.

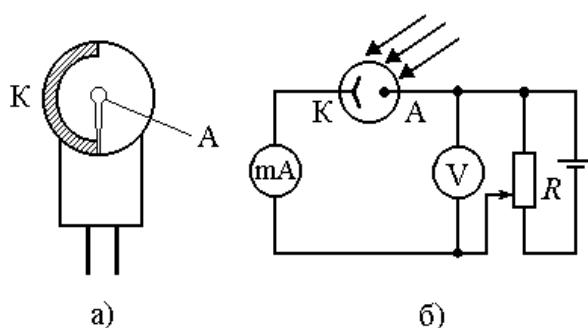


Рисунок 19.1

Здесь и далее предполагается, что в спектре свете падающего на фотокатод присутствуют волны, с длинами, меньшими чем λ_K для материала, из которого изготовлен этот катод. При освещении фотоэлемента начинается эмиссия электронов с катода и в цепи возникает ток, получивший название **фототока**.

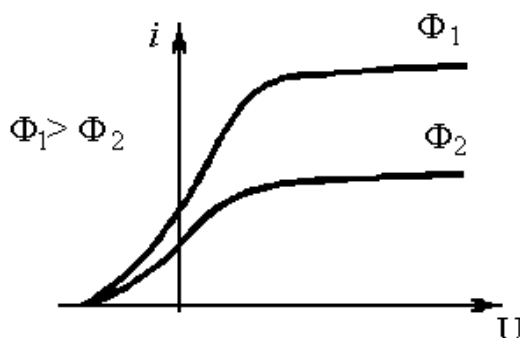


Рисунок 19.2

На рисунке 19.2 показана вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента. Как видно из графика, сначала фототок увеличивается при увеличении анодного напряжения, так как при этом все большее количество вылетевших с катода электронов достигает анода. При некотором напряжении

на аноде все фотоэлектроны попадают на анод и при дальнейшем увеличении напряжения сила тока не изменяется. Этот ток называется **током насыщения**. Сила тока насыщения линейно зависит от светового потока.

Основным параметром фотоэлемента является его **чувствительность**:

$$k = i / \Phi, \quad (19.2.)$$

где i – сила фототока насыщения; Φ – световой поток, вызвавший этот ток.

Различают интегральную и спектральную чувствительности фотоэлемента. **Интегральная чувствительность** характеризует способность фотоэлемента реагировать на воздействие светового потока сложного излучения. **Спектральная чувствительность** определяет силу фототока при воздействии монохроматического светового потока. Чувствительность вакуумных фотоэлементов измеряется в А/лм.

Для увеличения силы фототока иногда баллон фотоэлемента заполняют инертным газом при давлении $(1 \div 10)$ Па. Такие фотоэлементы называют **газонаполненными**. При большом анодном напряжении в этих фотоэлементах происходит ударная ионизация атомов газа эмитировавшими с катода электронами. В результате этого в создании тока участвуют не только фотоэлектроны, но и электроны и ионы, полученные при ионизации газа.

Чувствительность газонаполненных фотоэлементов достигает $(150 \div 200)$ мкА/лм.

Внешний фотоэффект находит применение в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ) и электронно-оптических преобразователях (ЭОП). ФЭУ применяют для измерения световых потоков малой интенсивности. С их помощью можно определить слабую биолюминесценцию. ЭОП применяют в медицине для усиления яркости рентгеновского изображения, в термографии – для преобразования инфракрасного излучения организма в видимое.

Внутренний фотоэффект наблюдается в полупроводниках. Энергия фотонов передаётся электронам полупроводника. Если эта энергия $h\nu$ больше ширины запрещённой зоны ΔW , то электрон переходит в чистом полупроводнике из валентной зоны в зону проводимости. В примесных полупроводниках поглощение фотона ведёт к переходу электрона или с донорных уровней в зону проводимости (проводимость n -типа за счёт дополнительных свободных носителей заряда (электронов) в зоне проводимости полупроводника) или из валентной зоны на акцепторные уровни (проводимость p -типа за счёт дополнительных свободных носителей заряда (дырок – мест, свободных от электронов) в валентной зоне полупроводника). Таким образом, при освещении полупроводников увеличивается концентрация свободных носителей в полупроводнике и электропроводность этого полупроводника. На этом явлении основано действие фоторезисторов.

Фоторезисторы изготавливают на основе сульфида кадмия, сернистого свинца и др. Светочувствительные элементы помещают в пластмассовый или металлический корпус. Фоторезисторы имеют значительно большую чувствительность, чем фотоэлементы с внешним фотоэффектом. Значение чувствительности их может достигать величины порядка 1 А/лм. Однако с

повышением чувствительности возрастает инерционность фоторезисторов, что ограничивает возможность их использования при работе с переменными световыми потоками высокой частоты. Повышение инерционности фоторезисторов обусловлено тем, что для реагирования на изменение интенсивности падающего света необходимо, чтобы избыточные носители заряда (носители заряда, превышающие количество носителей заряда в рассматриваемом образце равновесном состоянии), возникшие в полупроводнике в количестве, определяемом интенсивностью света в предшествующий момент времени, успели исчезнуть (рекомбинировать) к текущему моменту времени, когда интенсивность падающего света изменила своё значение. При этом, чем выше чувствительность фоторезистора, тем выше концентрация возникших носителей заряда и тем больший промежуток времени требуется для их исчезновения. Фоторезисторы применяются в фоторелейных устройствах, а также в фотометрической аппаратуре для измерения световых характеристик.

Особый практический интерес представляет **вентильный фотоэффект**, возникающий при освещении контакта полупроводников с p и n проводимостью. Сущность этого явления заключается в следующем: при контакте полупроводников p и n типа ($p-n$ переход) создаётся контактная разность потенциалов, которая препятствует дальнейшему переходу основных носителей через контакт: дырок – в n - область и электронов в p - область. При освещении $p-n$ перехода и прилегающих к нему областей в полупроводниках наблюдается внутренний фотоэффект, т. е. образуются электронно-дырочные пары. Под действием электрического поля $p-n$ -перехода образовавшиеся заряды разделяются: неосновные носители проникают через переход, а основные задерживаются в своей области, в результате чего накапливаются заряды и на $p-n$ -переходе создаётся добавочная разность потенциалов (фотоэлектродвижущая сила).

Фотоэлектродвижущая сила, возникающая при освещении контакта монохроматическим потоком света, пропорциональна его интенсивности, и определяется числом образующихся электронно-дырочных пар, т. е. количеством фотонов.

Преимущество вентильных фотоэлементов заключается, в том, что для их работы не требуется источник питания, так как в них самих под действием света генерируется электродвижущая сила. Если замкнуть цепь, содержащую фотоэлемент, то в ней возникнет ток.

Интегральная чувствительность вентильных фотоэлементов значительно превышает чувствительность вакуумных фотоэлементов. Она может достигать нескольких тысяч микроампер на люмен. Вентильные фотоэлементы изготавливают на основе селена, германия, кремния, сернистого серебра и др. Кремниевые и некоторые другие типы фотоэлементов используются для солнечных батарей, применяемых на космических кораблях для питания бортовой аппаратуры. В настоящее время солнечные батареи широко используются для выработки электроэнергии в бытовых целях.

Вентильные фотоэлементы применяются также в фотометрии для измерения светового потока и освещённости, что используется в санитарно-гигиенической практике.

Освещённость складывается из освещённости E_0 , создаваемой источником света, и фоновой освещённости E_ϕ :

$$E = E_0 + E_\phi. \quad (19.3)$$

Интегральная чувствительность фотоэлемента находится по формуле (19/2):

$$k = i / \Phi,$$

где Φ – световой поток.

Из фотометрии известно, что:

$$\Phi = E \cdot S, \quad (19.4)$$

где S – площадь освещаемой поверхности.

Освещённость, создаваемая точечным источником света, равна

$$E_0 = I / R^2, \quad (19.5)$$

где I — сила света источника; R – расстояние от источника света до фотоэлемента.

Подставив (19.4) и (19.5) в формулу (19.2), находим выражение для определения интегральной чувствительности фотоэлемента:

$$k = \frac{i}{\left(I/R^2 + E_\phi\right)S} \quad (19.6)$$

19.2 Описание установки

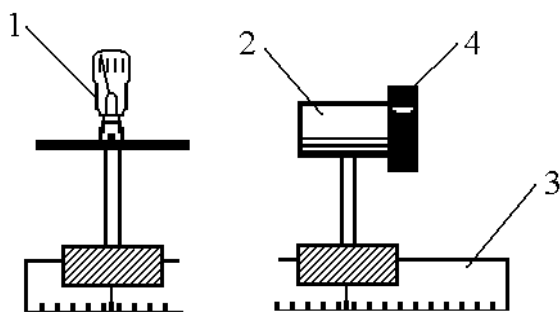


Рисунок 19.3.

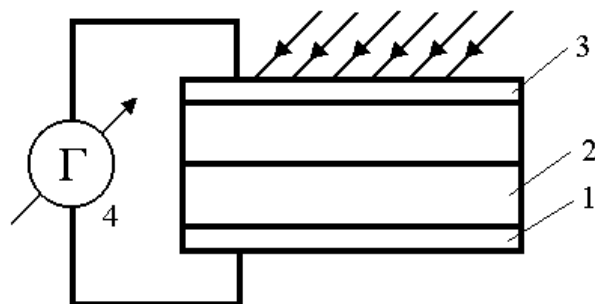


Рисунок 19.4.

Селеновый фотоэлемент (рисунок 19.4) представляет собой слой 2 селена, нанесённый на полированную железную пластинку (подложку) 1. При прогревании селен переводится в кристаллическую модификацию, обладающую дырочной проводимостью. Сверху напыляется тонкая плёнка 3 серебра. В результате диффузии атомов серебра внутрь селена образуется слой

селена с примесью, обладающий электронной проводимостью. Таким образом создаётся контакт между чистым селеном и селеном с примесью, т. е. возникает *p-n*-переход. При освещении фотоэлемента свет легко проходит через тонкую плёнку серебра. Фотоны поглощаются электронами, и возникает фотоэлектродвижущая сила. Если собрать замкнутую электрическую цепь, изображённую на рисунке 19.4, то присутствующий в ней (цепи) гальванометр 4 покажет наличие электрического тока, текущего от нижнего железного электрода к верхнему электроду из серебра.

Для определения чувствительности фотоэлемента собирают установку, изображённую на рисунке 19.3. На оптической скамье 3 установлены источник света 1 и фотоэлемент 2. В качестве источника света используют лампу накаливания с прямолинейной нитью накала. Лампа может поворачиваться вокруг вертикальной оси. Угол поворота лампы измеряется транспортиром, укреплённым на подставке лампы. Фотоэлемент в футляре устанавливается на держателе, который может перемещаться вдоль оптической скамьи. На оптической скамье укреплен линейка для измерения расстояния между лампой и фотоэлементом. Сила тока, возникающего в фотоэлементе, определяется по микроамперметру 4. Освещённость E на различных расстояниях от источника света определяют люксметром.

19.3 Порядок выполнения работы

Обработка результатов измерений в данной лабораторной работе осуществляется по методике обработки результатов измерений при невоспроизводимых косвенных измерениях, изложенной в п. 1.5.2 лабораторной работы № 1 «Измерение физических величин и обработка результатов измерений» учебного пособия «Лабораторный практикум по курсу общей физики. Часть I».

Определение интегральной чувствительности селенового фотоэлемента.

а) Не включая лампу, измерьте люксметром фоновую освещённость E_{ϕ} , располагая датчик люксметра параллельно поверхности фотоэлемента в непосредственной близости от нее.

б) Расположите лампу на скамье так, чтобы нить накала была перпендикулярна поверхности фотоэлемента (при этом источник света можно приближенно считать точечным).

в) Включите лампу и измерьте люксметром освещённость E на пяти разных расстояниях R от источника света.

г) Определите силу света источника для каждого случая по формуле:

$$I = E_0 / R^2, \text{ где } E_0 = E - E_{\phi} \text{ и найдите } \langle I \rangle.$$

д) Каждое из определенных в п. г) значений силы света рассматривается I как случайная величина с нормальным законом распределения погрешностей, а погрешность и границы доверительного интервала определяются, как результаты прямых многократных измерений физической величины.

Рассчитывается выборочное среднеквадратичное отклонение выборочного среднего $S_{<I>} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (I_i - <I>)^2 / [n(n-1)]}$. Для доверительной вероятности $\gamma = 0,7$ и объёму выборки n по таблице определяется значение параметра t_γ и вычисляется случайная погрешность силы света по формуле $\Delta I_{cl} = t_\gamma S_{<I>}$. Приборная (инструментальная) погрешность при невоспроизводимых условиях не учитывается, то есть $\Delta I = \Delta I_{cl}$.

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 19.1.

Таблица 19.1

№ п/п	$R_i, \text{м}$	$E_i, \text{Лк}$	$I_i, \text{Кд}$	$<I>, \text{Кд}$	$\Delta I_i, \text{Кд}$	$(\Delta I_i)^2, \text{Кд}^2$	$S_{<I>}, \text{Кд}$	$\Delta I, \text{Кд}$	$\delta I, \%$
1									
2									
3									
4									
5									

е) Откройте крышку футляра фотоэлемента.

ж) Измерьте силу фототока i , изменяя расстояние R между фотоэлементом и лампой в (9–10) точках от минимально возможного до максимально возможного.

з) Вычислите интегральную чувствительность k фотоэлемента и погрешность для каждого случая по формуле (19.6) и найдите $<k>$.

и) Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 19.2.

Таблица 19.2.

№ п/п	$R, \text{м}$	$i, \text{мкА}$	$k, \text{мкА/лм}$	$<k>, \text{мкА/лм}$	$\Delta k, \text{мкА/лм}$
1					
...					
n					

к) Постройте график зависимости $i = f(1/R^2)$.

л) Вычислите погрешность Δk по описанной в п. д) методике.

2. Исследование зависимости силы фототока от положения нити лампы накаливания:

а) установите лампу на расстоянии 0,1 м от фотоэлемента. Измерьте силу фототока, поворачивая лампу относительно вертикальной оси на углы α от 0 до 180° через каждые 20°.

б) результаты измерений занесите в таблицу 19.3.

Таблица 19.3

№ п/п	α , град	i , мкА
1		
...	...	...
n		

в) постройте в полярной системе координат график зависимости силы фототока от угла поворота нити лампы $i = f(\alpha)$.

19.4 Контрольные вопросы

1. В чем заключаются явления внутреннего и внешнего фотоэффекта?
2. Сформулируйте законы фотоэффекта.
3. Запишите уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
4. Опишите устройство и принцип действия вакуумного фотоэлемента.
5. Опишите устройство и принцип действия селенового фотоэлемента.
6. Что называется интегральной чувствительностью фотоэлемента?
7. Как определяется интегральная чувствительность фотоэлемента в данной работе?

19.5 Техника безопасности

1. Не касаться руками поверхности фотоэлемента.
2. Не касаться токоведущих частей установки.
3. Следить за исправным состоянием изоляции токоведущих частей установки.
4. После окончания работы установку отключить от сети.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ИСПУСКАНИЯ ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы: исследование серии Бальмера в видимой области спектра атомарного водорода и определение постоянной Ридберга.

20.1 Теоретические сведения

Спектр излучения невзаимодействующих атомов газа (например разряженного газа или паров металла) состоит из отдельных спектральных линий разной интенсивности, соответствующих различным длинам волн и по этой причине такие спектры испускания атомов называется линейчатыми.

Швейцарский учёный И. Бальмер (Иоганн Якоб Бальмер, швейц., Johann Jakob Balmer, 01.05.1825–13.03.1898) в 1885 году он в результате длительного изучения линейчатого спектра атомарного водорода эмпирическим путём установил закономерности расположения линий в видимой области спектра. В настоящее время в спектре водорода наблюдается 6 серий, которые описываются формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (20.1)$$

где λ – длина волны соответствующей линии, $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга, $m = 1, 2, \dots$ и $n \geq m + 1$ – положительные целые числа.

Число m определяет спектральную серию:

- $m = 1$ – серия Лаймана,
- $m = 2$ – серия Бальмера,
- $m = 3$ – серия Пашена,
- $m = 4$ – серия Брекета,
- $m = 5$ – серия Пфунда,
- $m = 6$ – серия Хэмфри.

Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атома. Задача объяснения закономерности в линейчатых спектрах излучения привела к проблеме строения атома. Попытки построить модель атома, которая смогла бы объяснить возникновение спектров испускания на основе классических представлений о процессах излучения и поглощения электромагнитных волн потерпели неудачу. Главной проблемой при этом была в том, что, принимая за основу экспериментально обнаруженную (то есть наблюдаемую) планетарную модель атомов Резерфорда, по законам классической электродинамики **ускоренное** движение электронов в атомах по **замкнутым орбитам** сопровождается непрерывным излучением с изменяющейся непрерывно частотой и энергией, то есть потерей рассматриваемой системой энергии, и должно в очень малые промежутки

времени завершиться падением электронов на ядро и прекращением существования атома, в смысле исчезновения его в исходной **наблюдаемой** конфигурации.

И только в 1913 году Н. Бором (Нильс Хёнрик Давид Бор (дат., Niels Henrik David Bohr, 07.10.1885–18.11.1962) была предпринята первая удачная попытка построения неклассической теории атома была. В основе этой теории лежала идея связать в единое целое эмпирические закономерности линейчатых спектров (формулу Бальмера), планетарную модель атома Резерфорда и квантовый характер излучения света (теория Планка). В теории Бора не содержалось принципиального отказа от описания поведения электрона в атоме при помощи законов классической физики. Однако Бору пришлось дополнить классическое описание состояния электрона в атоме некоторыми ограничениями (**постулатами**), которые отражали опытные факты (по сути являлись констатацией наблюдаемых на опыте фактов) и позволяли объяснить наблюдаемые свойства атомов:

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) заключается в следующем: из множества замкнутых электронных орбит, допустимых с точки зрения классической механики, осуществляются только некоторые орбиты, удовлетворяющие определенным (квантовым) требованиям, при движении по которым энергии атома **не изменяются** во времени (вопреки классическим представлениям!). Такие состояния атома называют стационарными, а значения энергии атомов в этих состояниях образуют дискретный ряд: $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n, \dots$

Этот постулат, как отмечено выше, по сути, констатирует существования различных стационарных состояний атомов и отсутствие излучения атомов в этих состояниях, несмотря на ускоренное движение электронов по этим замкнутым орбитам, и не даёт никаких пояснений о причинах существования таких состояний и о механизмах движения электронов.

Второй постулат Бора (правила квантования орбит): в стационарном состоянии атома электрон движется только по таким орбитам, для которых модуль момента импульса электрона удовлетворяет условию:

$$L = m_e v_n r_n = n \hbar, \quad (20.2)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, равная $1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $n=1, 2, 3, \dots$ – целые числа (номера орбит), m_e – масса электрона; r_n – радиус орбиты под номером n , v_n – скорость электрона на этой орбите.

Именно этот постулат налагает **квантовое** ограничение (требование), «чуждое» классической физике, но необходимое для приведения в соответствие значений физических величин, характеризующих состояние атомов (энергий атомов, частот излучения и др.) и наблюдаемых на опыте значений этих величин. Этот постулат выделяет из всех возможных с классической физики обит только те орбиты, которые удовлетворяют указанным выше требованиям.

Третий постулат Бора (правило частот): при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией W_n в другое стационарное состояние с энергией W_m происходит излучение или поглощение одного кванта света с энергией $\hbar\omega$, равной разности энергий стационарных состояний ($W_n - W_m$):

$$\hbar\omega = W_n - W_m, \quad (20.3)$$

где ω – циклическая частота излучения, связанная с частотой соотношением $\omega = 2\pi\nu$. С учётом этой связи имеем, $\hbar\omega = \hbar 2\pi\nu = h\nu$, где величина $h = \hbar 2\pi = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, также называется постоянной Планка.

Излучение кванта света с указанной энергией происходит при переходе из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, а поглощение в противном случае. Величину $\hbar\omega = h\nu$ называют квантом энергии.

Данный постулат по сути является следствием закона сохранения энергии в применении к атомам, которые изменяют свои стационарные состояния.

Теория Бора дала возможность построить модель атома водорода и водородоподобных ионов He^+, Li^{++}, Be^{+++} . Водородоподобными называют ионы атомов различных веществ, содержащие в электронной оболочке один и только один электрон. В простейшем случае в водородоподобном атоме, состоящем из ядра атома с зарядом ze , где z – порядковый номер элемента в периодической системе (зарядовое число), электрон считается движущимся по круговым стационарным орбитам.

Электрон удерживается на конкретной круговой орбите кулоновской силой. Полная энергия электрона на стационарной орбите орбиты под номером n определяется выражением:

$$W = W_k + W_p. \quad (20.4)$$

где $W_k = m_e v_n^2 / 2$ – кинетическая энергия электрона на рассматриваемой орбите; $W_p = -ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r_n)$ – потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром (это энергия электростатического взаимодействия двух зарядов разного знака, находящихся на расстоянии r_n друг от друга); m_e – масса электрона; e – элементарный заряд (равный модулю заряда электрона); ϵ_0 – электрическая постоянная; r_n – радиус данной стационарной орбиты.

Кулоновская сила сообщает электрону центростремительное ускорение, т. е. на основании второго закона Ньютона:

$$\frac{m_e v_n^2}{r_n} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2}. \quad (20.5)$$

Из (20.5) следует, что

$$m_e v_n^2 = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}, \quad (20.6)$$

т. е. потенциальная энергия равна удвоенному значению его кинетической энергии:

$$2W_k = |W_p|. \quad (20.7)$$

Подставив (20.6) в (20.4), для полной энергии атома получим:

$$W = -\frac{ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}. \quad (20.8)$$

Для определения радиуса орбиты r_n выразим v_n из второго постулата Бора (20.2) $v_n = n\hbar / (m_e r_n)$ и, подставив v_n в левую часть (20.6), для r_n , получим:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e z e^2} n^2. \quad (20.9)$$

Из (20.9) следует, что $r_n \sim n^2$ т. е. с увеличением номера орбиты радиус ее растет. Для водорода ($z=1$) для первой боровской орбиты ($n=1$) находим:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e z e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Подстановка (20.9) в (20.8) для полной энергии водородоподобного атома даёт:

$$W_n = -\frac{m_e z^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (20.10)$$

В (20.10) в обозначении для полной энергии водородоподобного атома W_n появился, в отличие от формул (20.4.) и (20.8), индекс « n », который подчёркивает, что это целое число n определяет значение полной энергии атома и по этой причине его называют **главным квантовым числом**. Видим, что в соответствии с опытом полная энергия атома различна в различных стационарных состояниях. Из выражения (20.10) следует:

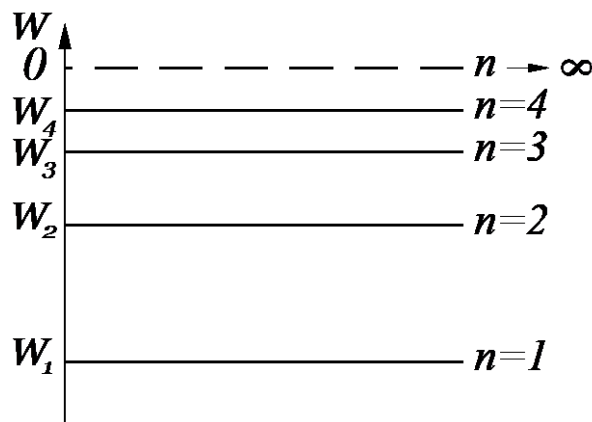


Рисунок 20.1 – Энергетический спектр атома

– полная энергия электрона в атоме отрицательна. Это обусловлено выбором значений потенциальной энергии $W_p = -ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r_n)$ и не влияет на

характеристики излучения и поглощения, которые определяются, в соответствии с третьим постулатом Бора, разностями энергий;

– энергия электрона в атоме принимает дискретный ряд значений, которые можно представить на рисунке 20.1.

При $n=1$ энергия минимальна, при $n \rightarrow \infty$ энергия электрона максимальна, и он покидает атом. Атом при этом ионизируется.

Длину волны излучения при переходе электрона из одного энергетического состояния в другое можно определить при помощи третьего постулата Бора и формулой энергии электрона (20.10).

Длина волны связана с циклической частотой соотношением $c/\lambda = 2\pi\omega$, где c – скорость света в вакууме. Поскольку $\hbar\omega = W_n - W_m$, то $\omega = (W_n - W_m)/\hbar$. Если $n > m$, то циклическая частота излучения равна:

$$\omega = \frac{m_e z^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20.11)$$

Переходя к длине волны формулу можно записать:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e z^2 e^4}{64 \pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20.12)$$

Обозначив $R = m_e e^4 / (64 \pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c)$ получим обобщённую формулу Бальмера:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (20.13)$$

где $R = 1,09737312711 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

Из приведённых результатов следует, что теория Бора смогла качественно и, что важнее, в отличной степени количественно объяснить спектры испускания и поглощения водородоподобного атома.

Для примера на рисунке 20.2 показаны результаты применения теории Бора к расчёту спектра излучения атома водорода.

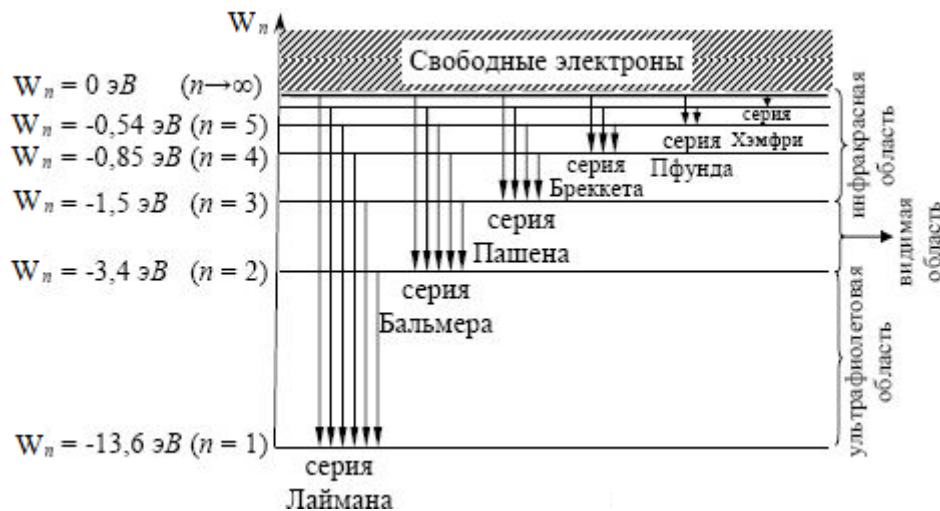


Рисунок 20.2. Спектр излучения водорода по Бору.

20.2 Описание установки

Для исследования спектра испускания водорода в работе используется универсальный монохроматор УМ-2, предназначенный для спектральных исследований излучения в диапазоне длин волн от 3800 до 10000 Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$), или прибор, называемый гониометром типа Фёдорова, схематическое устройство которого приведено в лабораторной работе № 17 «Определение длины световой волны с помощью дифракционной решётки».

Оптическая схема монохроматора УМ-2 приведена на рисунке 20.3а. Свет от источника проходит через входную щель 1, установленную в фокусе ахроматического объектива коллиматора 2 и далее параллельным пучком падает на диспергирующий элемент – призму Аббе 3, ход лучей через которую показан на рисунке 20.3б.

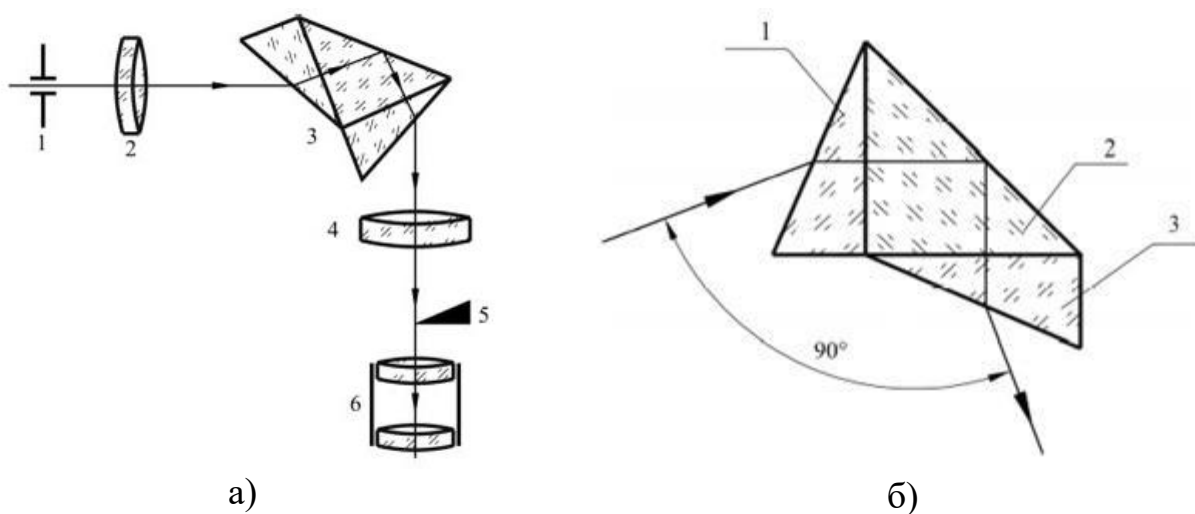


Рисунок 20.3. а) – оптическая схема монохроматора УМ-2; б) – и ход лучей света через призму Аббе

Призма Аббе кроме того, что выполняет роль диспергирующего элемента, также отклоняет любой луч, идущий через нее под углом *наименьшего отклонения* таким образом, что между входящим в призму и выходящим из неё пучками угол составляет 90° для данной (наблюдаемой) длины волн λ . Лучи других длин волн отклоняются призмой на иные углы и выходят из нее параллельными пучками, не совпадающими с оптической осью. Призма делается из трех склеенных призм, одна из которых является поворотной. Первая и третья призмы с преломляющими углами 30° изготовлены из тяжелого флинта, обладающего большой дисперсией. Промежуточная (поворотная) призма 2 сделана из крона. От объектива коллиматора на призму падает параллельный пучок немонахроматического света. На входной грани призмы в силу дисперсии лучи различных длин волн преломляются по-разному. Один из лучей пойдет под углом *наименьшего отклонения*, т. е. параллельно основанию 1-й призмы и под углом 45° отразится от гипотенузной грани поворотной призмы 2 за счёт полного внутреннего отражения и пройдет параллельно основанию 3-й призмы. Далее этот луч попадает на границу стекло-воздух, снова преломляется и выходит из

призмы вдоль оптической оси приёмной части прибора. Призмы 1 и 3 выполняют роль диспергирующей призмы и дисперсии призм 1 и 3 складываются.

Столик, на котором установлена призма, делается поворотным и вращается барабаном с отсчётами углов поворота. Это позволяет вывести на оптическую ось прибора параллельный пучок лучей любой другой определенной длины волны. При этом угол 90° между входящим в призму и выходящим пучками данной длины волны λ сохраняется. Ахроматический объектив камеры 4 собирает все параллельные лучи различных длин волн в своей фокальной плоскости. Окуляр 6 служит для визуального отсчёта положений спектральных линий.

Выходная щель устанавливается на пересечении оптической оси прибора и фокальной плоскости объектива камеры. За щелью ставят регистрирующий прибор, в качестве которого в данной работе выступает глаз человека. Поворачивая барабан (и призму) для наблюдения различных длин волн и фиксируя отсчёты углов поворота, можно снять спектр излучения изучаемого источника. В поле зрения окуляра оказывается не одна линия, а несколько. Для индикации луча, идущего вдоль оптической оси прибора, в фокальной плоскости объектива камеры устанавливается игла 5, силуэт которой виден через окуляр вместе с изображениями спектральных линий. Та из линий, которая совпадает с острием иглы, выведена на оптическую ось прибора. Ее положение фиксируется на барабане отсчёта углов поворота против риски указателя делений.

Общий вид монохроматора и его органы управления показаны на рисунке 20.4

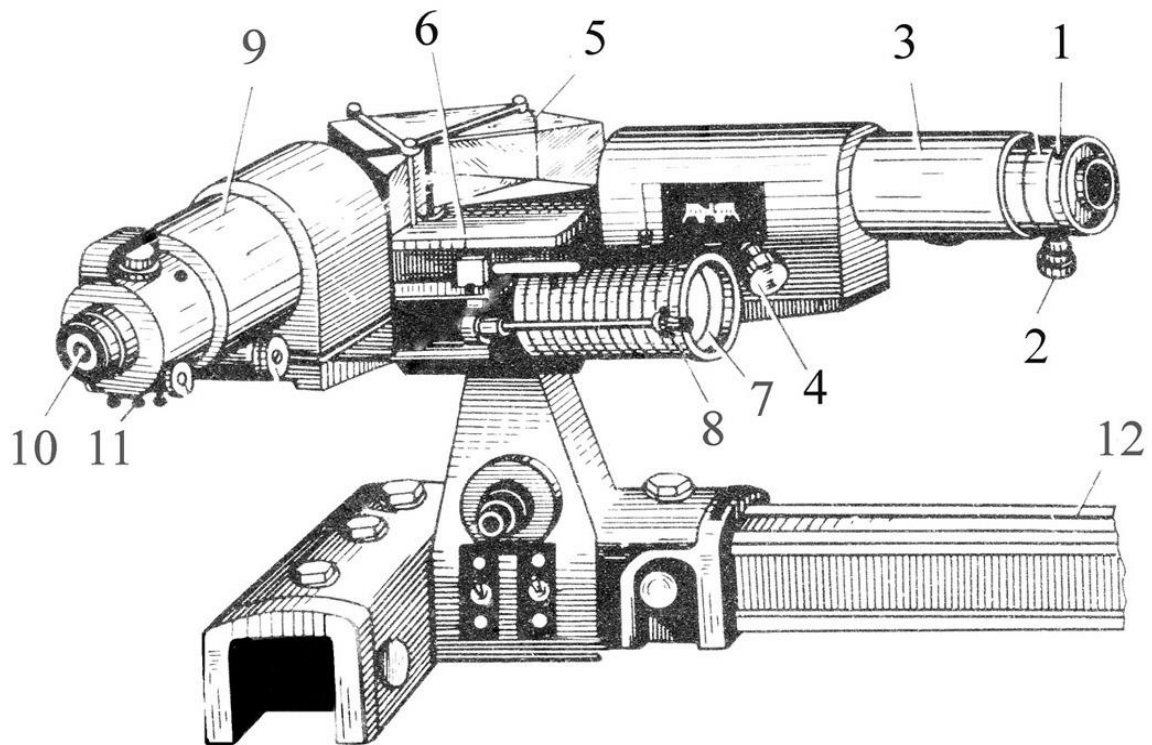
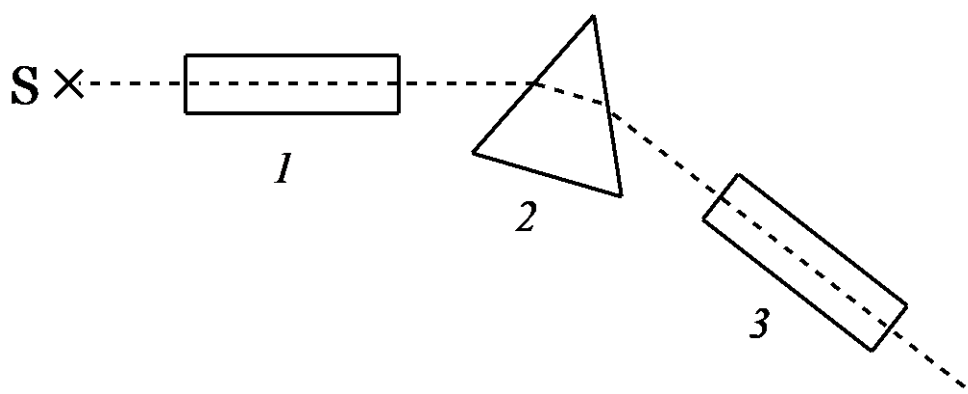


Рисунок 20.4. Монохроматор УМ-2.

В состав прибора входят следующие основные части: Входная щель 1, снабжённая микрометрическим винтом 2, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Коллиматорный объектив 3 служит для создания параллельного пучка лучей. Он снабжён микрометрическим винтом 4. Винт позволяет смещать объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов. Описанная выше спектральная призма Аббе 5 установлена на поворотном столике 6. Поворотный столик 6 вращается вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта с отсчётным барабаном 7. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана 8. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля зрения появляются различные участки спектра. Зрительная труба состоит из объектива 9 и окуляра 10. Объектив даёт изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости. В этой плоскости расположен указатель 11. Изображение рассматривают через окуляр 10. Монохроматор заключён в массивный корпус, предохраняющий прибор от повреждений и загрязнений. Прибор также снабжён оптической скамьёй 12, на которой могут перемещаться рейтары с источником света. Источник света рекомендуется располагать на расстоянии 40 - 50 см от входной щели, а конденсор - примерно в 13 см от источника. Для яркого освещения входной щели конденсор перемещают вдоль скамьи, стремясь получить на щели изображение источника света.

Для исследования спектра испускания водорода может применяться также более простой по сравнению с монохроматором УМ-2 прибор – **гониометр-спектрометр** типа Фёдорова. Этот гониометр представляет собой двухтрубный спектроскоп, принципиальная схема которого приведена на рисунке 20.5.



S – источник света; 1 – коллиматор; 2 – призма трёхгранная; 3 – зрительная труба

Рисунок 20.5 – Принципиальная схема гониометра

Коллиматор имеет такое же назначение, как и в случае монохроматора УМ-2. На другом конце коллиматора расположена ахроматическая собирающая линза. Коллиматор создаёт параллельный пучок лучей, падающих на призму. Зрительная труба имеет объектив и окуляр, при помощи

которого рассматривается спектр исследуемого вещества. Призма обладает относительно большой дисперсией, поэтому весь спектр одновременно в поле зрения не виден. Для определения длин волн, излучаемых исследуемым веществом, необходимо знать дисперсионную кривую (градуировочную кривую) прибора, т. е. графическую зависимость углового расположения спектральных линий в поле зрения окуляра от длины волны. Строится градуировочная кривая при помощи линейчатых спектров элементов, длины волн которых известны (например, ртуть, неон, гелий). По градуировочной кривой можно определить длины волн всех спектральных линий водорода.

20.3 Порядок выполнения работы

Градуировки шкалы спектрометра

1. Установите на оптическую скамью непосредственно перед входной щелью монохроматора ртутную лампу, которая включается в сеть 220 В и вращением барабана длин волн введите изображение спектра излучения ртути в поле зрения окуляра (ширину входной щели установите не менее 2 мм). Перемещая объектив коллиматора и одновременно уменьшая ширину входной щели добейтесь резкого изображения спектральных линий. Перемещение объектива производится маховичком, находящимся на корпусе монохроматора за барабаном длин волн. Вращая барабан длин волн и наблюдая в окуляр монохроматора, совместите выбранную линию в спектре излучения ртути с указателем и снимите отсчёт по барабану. Отсчёт снимать против индекса, скользящего по спиральной канавке (против риски на флажке отсчётного устройства). Подводить спектральную линию к указателю необходимо всегда с одной стороны, т. е. либо справа, либо слева, чтобы избежать влияния люфтов поворотного устройства. Любой масштаб, реальный для градуировочного графика делает бессмысленным многократные измерения, так как погрешность определения $\Delta\lambda$ по графику намного выше приборной. Поэтому отсчёт по барабану делайте один раз. Запишите отсчёт по барабану α , полученный для выбранной линии ртути с длиной волны λ в таблицу 20.1. Проведите описанную процедуру для всех линий спектра излучения ртути приведённых в таблице, прилагаемой к данной экспериментальной установке.

Таблица 20.1

№ п/п	λ , нм	α , град
1		
2		
...		

2. На миллиметровой бумаге построить градуировочную кривую прибора $\alpha = f(\lambda)$ по занесённым в таблицу 20.1 данным. Масштаб выбрать так, чтобы на листе уместилась вся градуировочная кривая. Например, по оси абсцисс: в 1 см — 100 делений барабана длин волн, по оси ординат: в 1 см — 10 нм.

Изучение спектра атомарного водорода на монохроматоре УМ-2

1. Выключите и уберите со скамьи ртутную лампу.
2. Установите перед входной щелью водородную трубку (лампу) и подключите её к источнику питания.
3. Установите ширину входной щели не менее 2 мм.
4. Перемещая блок с трубкой, добейтесь максимальной яркости спектра.
5. Уменьшая ширину щели, добейтесь резкого изображения спектральных линий.
6. Вращая барабан длин волн, подведите спектральную линию серии Бальмера ($m=2$) к указателю и снимите отсчёт по барабану и занесите полученный результат таблицу 20.2. **Первая** линия спектра атомарного водорода слева – красная ($n=3$), **вторая** – зелёно-голубая ($n=4$). В промежутке между ними, расположены слабые красно-жёлтые и зелёные полосы спектра молекулярного водорода, **третья** – фиолетово-синяя ($n=5$), **четвёртая** линия фиолетового цвета ($n=6$). Напоминаем, что измерения необходимо проводить, вращая барабан длин волн в одну сторону, начиная либо с красной, либо с фиолетовой линии.

Таблица 20.2

Линия	Красная	Зелёно-голубая	Синяя	Фиолетовая
n	3	4	5	6
α , град				
λ , нм				
R , м^{-1}				
$\langle R \rangle$, м^{-1}				
ΔR , м^{-1}				

Обработка результатов.

Обработка результатов измерений в данной лабораторной работе осуществляется по методике обработки результатов измерений при невоспроизводимых косвенных измерениях, изложенной в п. 1.5.2 лабораторной работы № 1 «Измерение физических величин и обработка результатов измерений», а именно:

1. Вычислите значение постоянной Ридберга для каждой длины волны используя формулу (20.1) и найдите среднее значение постоянной Ридберга. Сравнить полученное значение с теоретическим.

2. Каждое из определенных в п. 1 значений постоянной Ридберга рассматривается как случайная величина с нормальным законом распределения погрешностей, а погрешность и границы доверительного интервала определяются, как результаты прямых многократных измерений физической величины. Рассчитывается выборочное среднеквадратичное

отклонение выборочного среднего $s_{<R>} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (R_i - \langle R \rangle)^2 / [n(n-1)]}$ (обратите внимание, что в этой формуле n – объём выборки (число измерений) а не главное квантовое число). Для доверительной вероятности $\gamma = 0,7$ и объёму выборки n по таблице 1.6 определяется значение параметра t_γ и вычисляется случайная погрешность постоянной Ридберга по формуле $\Delta R_{cl} = t_\gamma s_{<R>}$. Приборная (инструментальная) погрешность при невоспроизводимых условиях не учитывается, то есть $\Delta R = \Delta R_{cl}$.

Изучение спектра атомарного водорода на гониометре типа Фёдорова

Последовательность действий в этом случае не отличается от действий при работе с монохроматором УМ-2, за исключением специфических настроек гониометра типа Фёдорова. Коротко перечислим эти действия.

Градуировка шкалы спектрометра.

1. Расположить гониометр перед окном ртутной лампы.
2. Включить вентилятор. Включить ртутную лампу.
3. Добиться наибольшей чёткости линий спектра ртути, уменьшая размер входной щели коллиматора.
4. Записать деления шкалы гониометра α , соответствующие наиболее ярким линиям спектра ртути (таблица 20.1).
5. На миллиметровой бумаге построить градуировочную кривую прибора $\alpha = f(\lambda)$ по табличным данным.

Изучение спектра атомарного водорода (определение длин волн серии Бальмера и постоянной Ридберга)

1. Переставить гониометр к водородной трубке. Включить водородную трубку.
2. Не изменяя положения коллиматора относительно призмы, добиться наблюдения линий серии Бальмера.
3. Записать показания шкалы гониометра, соответствующие видимым линиям спектра водорода (таблица 20.2).
4. Определить длины волн спектральных линий водорода, пользуясь градуировочной кривой.
5. Произвести расчёт постоянной Ридберга, используя формулу (20.1), для каждой из определённых в предыдущем пункте длин волн.
6. Найти среднее значение постоянной Ридберга и вычислить погрешность результата с доверительной вероятности $\gamma = 0,7$, как это описано выше при работе с монохроматором УМ-2.
7. Сравнить полученное значение с теоретическим.

20.4 Контрольные вопросы

1. Что называется спектром? Какие виды спектров вы знаете?
2. Опишите модель атома по Резерфорду-Бору.
3. Сформулируйте постулаты Бора.
4. Получите выражения для радиусов стационарных орбит электрона в водородоподобном ионе на основе теории Бора.
5. На основе теории Бора выведите формулу для расчёта энергии атома водорода.
6. Получите выражения для скоростей электрона на стационарных орбитах в водородоподобном ионе на основе теории Бора.
7. Во сколько раз минимальная длина волны в серии Пашена спектра водорода больше максимальной длины волны в серии Бальмера?
8. Каковы наибольшие длины волн в сериях Лаймана, Бальмера, Пашена в спектре водорода?
9. Получите сериальную формулу Бальмера.
10. Выведите формулу для константы Ридберга на основе теории Бора и определите её значение используя табличные значения физических постоянных.
11. Как определяется первая линия и граница каждой серии?
12. Объясните устройство монохроматора.
13. Что называется энергией ионизации атома? Каково её значение для атома водорода?

20.5 Техника безопасности

1. Без разрешения преподавателя или лаборанта установку не включать.
2. Избегать прямого попадания излучения ртутной лампы в глаза.
3. По окончании работы отключить установку от сети.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Детлаф А. А. Б. М. Яворский. Курс физики: Учебное пособие для втузов. – М.: Высш. шк., 1989.
2. Леденев А. Н. Физика: Учебное пособие для вузов. В 5 кн. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
3. Савельев И. В. Курс общей физики: В 3 т. – М.: Наука, 1989.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики: В 5 т. – М.: Наука, 1979.
5. Дмитриева В. Ф., Прокофьев В. Л. Основы физики. – М.: Высш. шк., 2001.
6. Агемян Т. А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1972.
7. Первичные представления об измерениях, измерительных приборах и методах определения погрешностей измерений: Учебно-методическое пособие по физическому практикуму для студентов физико-математических и инженерных специальностей/ сост. Н. П. Самолук, НовГУ им. Ярослава Мудрого. – Великий Новгород, 2010. - 80 стр.
8. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм М.: Мир, 1986.
9. Викулин А. В. Физика Земли и геодинамика. Учебное пособие для геофизических специальностей вузов. Петропавловск-Камчатский: Изд-во КамГУ им. Витуса Беринга, 2008.
10. Бутиков Е. И. Оптика: Учебное пособие для вузов. М.: Высш. шк., 1986.

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Часть II

Составители:

**Росанов Андрей Александрович
Сабельников Сергей Анатольевич**

