

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА

Методические указания по выполнению лабораторных работ

Направление подготовки 01.03.02 Прикладная математика и информатика

Ставрополь, 2026

СОДЕРЖАНИЕ

Введение

3 семестр

1. Изучение кинематики поступательного движения на воздушной дорожке
2. Изучение динамики поступательного движения на воздушной дорожке.
3. Изучение колебательного движения с помощью математического маятника.
4. Определение коэффициента трения качения с помощью наклонного маятника.
5. Изучение деформации растяжения (закон Гука)
6. Определение отношения теплоемкостей воздуха методом адиабатического расширения.
7. Определение коэффициента динамической вязкости воздуха методом истечения через капилляр.
8. Изучение распределения Максвелла (компьютерная модель).
9. Изучение и применение изотермического процесса. Проверка закона Бойля-Мариотта.

4 семестр

1. Определение удельного заряда электрона.
2. Изучение температурной зависимости сопротивления проводников и полупроводников.
3. Измерение индукции магнитного поля Земли.
4. Внешний фотоэффект.
5. Определение показателя преломления жидких сред с помощью рефрактометра.
6. Дифракция света. Измерение длины волны лазера с помощью дифракционной решетки.
7. Исследование спектра водорода и определение постоянной Ридберга.
8. Определение энергии альфа-частиц по длине их пробега в воздухе

ИЗУЧЕНИЕ КИНЕМАТИКИ ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ НА ВОЗДУШНОЙ ДОРОЖКЕ

Цель работы – экспериментальная проверка основных уравнений и законов поступательного движения тела на специально сконструированной для этого лабораторной установке – воздушной дорожке.

Оборудование и материалы: воздушная дорожка с ползуном и набором аксессуаров, секундомер с 4 измерительными датчиками, набор грузов известной массы, набор перегрузков, весы.

Теория

Любое физическое явление или процесс в окружающем нас материальном мире представляет собой закономерный ряд изменений, происходящих во времени и пространстве. Механическое движение, то есть изменение положения данного тела (или его частей) относительно других тел, – это простейший вид физического процесса. Механическое движение тел изучается в разделе физики, который называется механикой. Основная задача механики – определить положение тела в любой момент времени.

Одна из основных частей механики, которая называется *кинематикой*, рассматривает движение тел без выяснения причин этого движения. Кинематика отвечает на вопрос: как движется тело?

При поступательном движении тела все точки тела движутся одинаково, и, вместо того чтобы рассматривать движение каждой точки тела, можно рассматривать движение только одной его точки.

Основные характеристики движения материальной точки: траектория движения, перемещение точки, пройденный ею путь, координаты, скорость и ускорение.

Линию, по которой движется материальная точка в пространстве, называют траекторией.

Перемещением материальной точки за некоторый промежуток времени называется вектор перемещения $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$, направленный от положения точки в начальный момент времени к ее положению в конечный момент (рис. 1).

Скорость материальной точки представляет собой вектор, характеризующий направление и быстроту перемещения материальной точки относительно тела отсчета. Вектор ускорения характеризует быстроту и направление изменения скорости материальной точки относительно тела отсчета.

Равномерным прямолинейным движением называется такое прямолинейное движение, при котором материальная точка (тело) движется по прямой и в любые равные промежутки времени совершает одинаковые перемещения.

Вектор скорости равномерного прямолинейного движения материальной точки направлен вдоль ее траектории в сторону движения. Вектор скорости при равномерном прямолинейном движении равен вектору перемещения за любой промежуток времени, поделенному на этот промежуток времени:

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Движение, при котором за равные промежутки времени тело совершает неравные перемещения называют неравномерным или переменным. Средней скоростью $\langle \vec{v} \rangle$ называется величина, равная отношению перемещения тела $\Delta \vec{r}$ за некоторый промежуток времени Δt к этому промежутку:

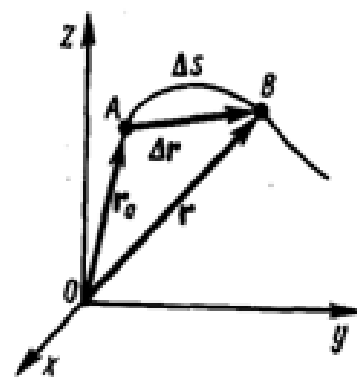


Рис. 1

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Модуль средней скорости определяется как отношение пути ΔS , пройденного телом за некоторый промежуток времени, к этому промежутку:

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

Направление вектора средней скорости $\langle \vec{v} \rangle$ совпадает с направлением $\Delta \vec{r}$ (рис. 2).

При неограниченном уменьшении Δt , $\langle \vec{v} \rangle$ стремится к предельному значению, которое называется мгновенной скоростью. Итак, мгновенная скорость $\vec{v}$ есть предел, к которому стремится средняя скорость $\langle \vec{v} \rangle$, когда промежуток времени движения стремится к нулю:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Из курса математики известно, что предел отношения приращения функции к приращению аргумента, когда последний стремится к нулю представляет собой первую производную этой функции по данному аргументу. Поэтому:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

Мгновенная скорость $\vec{v}$ есть векторная величина, равная первой производной радиус-вектора движущейся точки по времени. Так как секущая в пределе совпадает с касательной, то вектор скорости $\vec{v}$ направлен по касательной к траектории в сторону движения (рис. 2).

При неравномерном движении тела его скорость непрерывно изменяется. Как быстро изменяется скорость тела, показывает величина, которая называется ускорением. Средним ускорением неравномерного движения в интервале от t до $t + \Delta t$ называется векторная величина, равная отношению изменения скорости $\Delta \vec{v}$ к интервалу времени Δt :

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$$

Мгновенным ускорением $\vec{a}$ в момент времени t будет предел среднего ускорения:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \langle \vec{a} \rangle = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Таким образом, ускорение есть векторная величина, равная первой производной скорости по времени.

Согласно второму закону Ньютона, описывающего движение материальной точки массой m под действием силы $\vec{F}$ имеет следующий вид:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (1)$$

где $\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ – ускорение тела.

В случае когда сила постоянна, решение уравнения (1) имеет вид:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t; \quad \vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a}t^2}{2} \quad (2)$$

где $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$ – радиус-вектор и скорость тела в момент времени $t=0$.

В настоящей работе исследуется движение тела массой M (ползуна), движущегося по горизонтальной поверхности под действием силы натяжения нити, перекинутой через блок, к концу которой привязан груз массой m (см. рис.3).

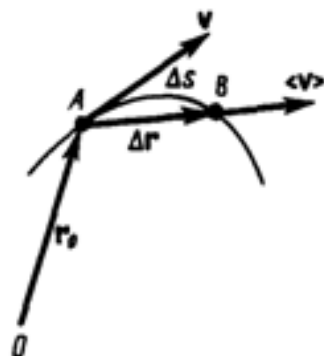


Рис. 2

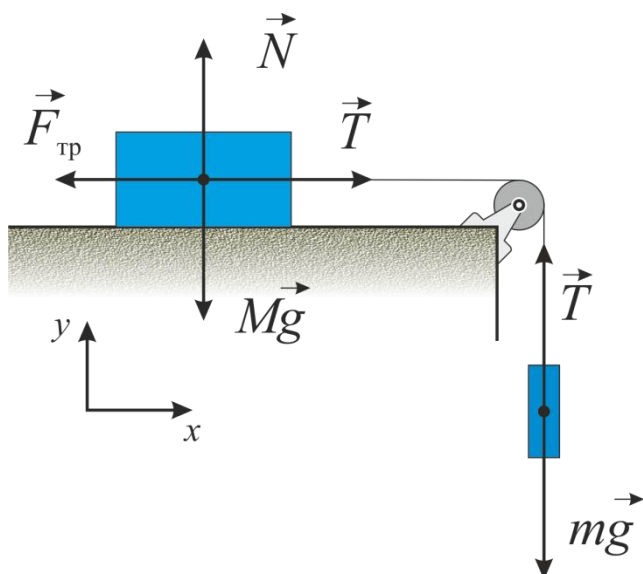


Рис. 3

При движении системы тел (груза и ползуна) связанных нитью, на груз действует сила тяжести $m\vec{g}$ и сила натяжения нити $\vec{T}$ его ускорение направленно вертикально вниз по оси y . На ползун действует сила тяжести $M\vec{g}$, сила реакции опоры $\vec{N}$, сила натяжения нити $\vec{T}$ и сила трения скольжения $\vec{F}_{тр}$. При движении ползуна на воздушной подушке сила трения скольжения сводится к минимуму, и ей можно пренебречь, по сравнению с другими силами.

Если нить считать нерастяжимой, то модули ускорений ползуна и груза будут равны. Так как масса блока, нити и сила трения в блоке малы по сравнению с массами ползуна и груза, модули сил натяжения нити будут одинаковы.

Выберем систему координат, как показано на рис.3. тогда второй закон

Ньютона для груза в проекции на ось y имеет вид:

$$T - mg = -ma \quad (3)$$

а для ползуна в проекции на ось x

$$T = Ma \quad (4)$$

Решая эту систему уравнений, получим

$$a = \frac{m}{m+M} g \quad (5)$$

Стартовая система установлена таким образом, что спусковое устройство спускает ползун, не сообщая ему начальной скорости. В этом случае система уравнений будет иметь вид:

$$v = at \quad (6)$$

$$S = \frac{at^2}{2} \quad (7)$$

где $S = x - x_0$, x_0 – координата в точке пуска.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представлена на рис.4. она состоит из трека 1, в котором есть отверстия для создания воздушной подушки. Воздух в трек поступает через воздуховод 2. Ползун 3 соединен с грузом 4 нитью перекинутой через блок 5. Для запуска ползуна служит стартовая система 6, а для его остановки - передвинутый в упор 7. Время движения ползуна измеряется электронным секундомером 8, к которому присоединены фотодатчики 9-12.

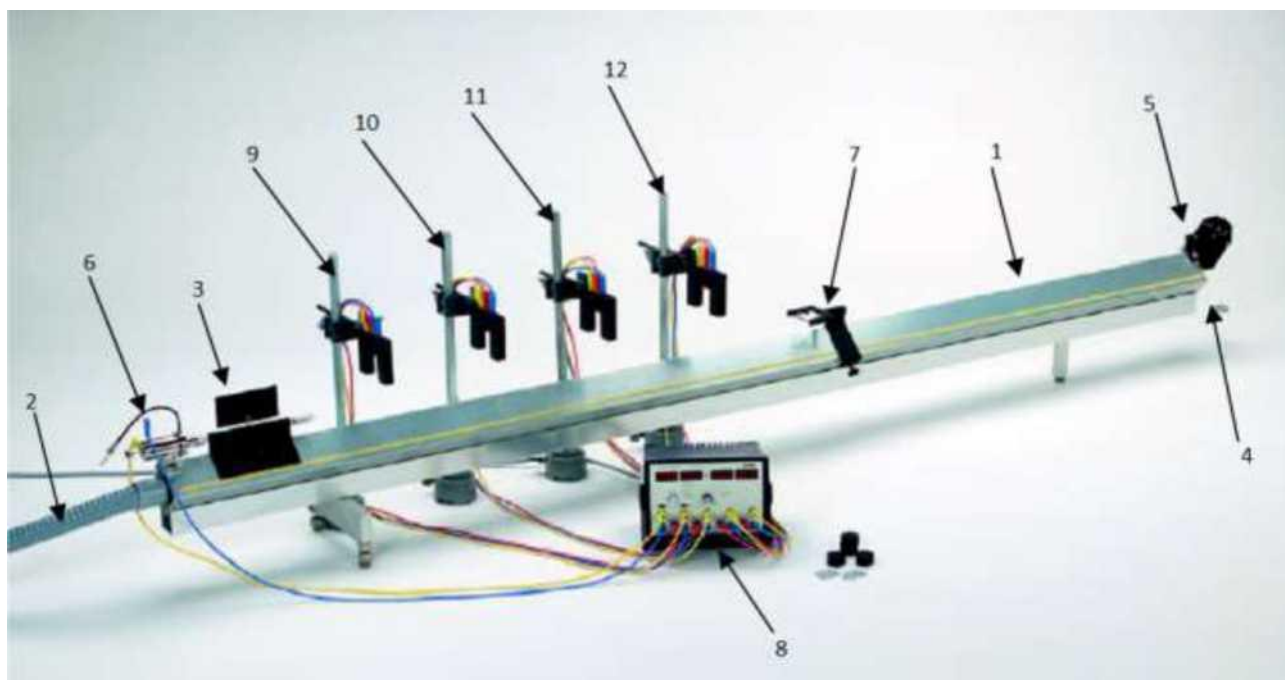


Рис.4. Экспериментальная установка для изучения равноускоренного движения

Масса ползуна может регулироваться при помощи гирь, которые надеваются на прикрепленные к нему с обеих сторон стержни. Оба стержня следует нагружать одинаково. Силу натяжения нити, действующую на ползун, можно изменять, вешая дополнительные гири на держатель.

Для взведения стартовой системы следует нажать на её стержень со стороны ползуна до упора. Излишних усилий прилагать не нужно. Запуск ползуна осуществляется нажатием на кнопку расположенную на гибком тросике стартовой системы.

Проведение эксперимента

Задание. Исследование зависимости пройденного пути и скорости ползуна от времени.

1. Расположить веса горизонтально поверхности, снять защитную крышку, включить их с помощью кнопки on/off.

В отсутствии груза весы должны показывать ноль. Аккуратно положить ползун без добавочных грузов на весы, и зафиксировать его массу M_0 . Таким же образом измерить массу держателя грузов m_0 .

2. Поставьте ползун на трек в точке запуска, зафиксировав его в начальном положении нажатием на стержень стартовой системы. Определите по шкале, нанесенной на трек, координату переднего края экрана ползуна в точке пуска x_0 , а также координаты фотодатчиков $x_1, \dots, x_n$.

3. Расположите четыре световых барьера таким образом, чтобы они разделяли измеряемое расстояние на отрезки примерно равной длины. Например: $S_1 = x_1 - x_0 = 20$ см, $S_2 = x_2 - x_0 = 40$ см, $S_3 = x_3 - x_0 = 60$ см, $S_4 = x_4 - x_0 = 80$ см. Последний барьер расположите так, чтобы ползун с экраном проходил под ним перед тем, как ускоряющаяся гиря коснется пола. Расположите переставной упор с вилкой и гнездом на треке таким образом, чтобы ползун легко ударялся о резиновую ленту перед тем, как ускоряющаяся гиря коснется пола. Проведите все последующие измерения, не изменяя положения световых барьеров.

4. Включить секундомер. Нажав кнопку «Mode» один раз, перевести его в режим измерения времени (, при этом загорится лампочка у пиктограммы этого режима. Нажать два раза кнопку «Reset».

5. Перекинуть нить через блок. Нажав кнопку на тросике стартовой системы, освободить ползун. Медленно передвигая ползун вдоль трека, убедиться, что он может беспрепятственно достигнуть фотодатчиков, а держатель груза не достаёт до пола. Убедиться также в том, что световые датчики фиксируют моменты прохождения мимо них переднего края экрана.

6. Включить воздухоподувку нажатием кнопки на её задней панели. Медленно повернуть ручку мощности наддува до положения 2. Подождать несколько секунд, после чего медленно повернуть ручку до положения 4. **Не устанавливать на воздухоподувке значения больше 4!**

7. С помощью гирь установить массу груза $m=10$ г и массу ползуна $M=210$ г. Перед запуском закрепить ползун в стартовом положении, сбросить показания секундомера, нажав кнопку «Reset». Убедившись, что ползун и груз покоятся, нажать кнопку на тросике стартовой системы и запустить ползун. После прекращения движения снять показания секундомера t_1, t_2, t_3, t_4 . Повторить измерения четыре раза. Результаты измерений занести в таблицу отчета.

8. Постройте график зависимости пройденного пути от времени t .

9. Рассчитайте средние скорости на каждом отрезке по формуле $\langle v \rangle_i = \frac{s_i}{\langle t \rangle_i}$.

Результаты занести в таблицу отчета.

Для равноускоренного движения эти скорости равны соответствующим мгновенным скоростям $v(t)$ на этих участках в моменты времени

$$t = \frac{t_i}{2} \quad (9)$$

Построить график зависимости мгновенной скорости v от времени t . Убедиться, что это зависимость линейная.

10. По наклону этого графика определить ускорение системы $a = \frac{\Delta v}{\Delta t}$, и сравнить его с теоретическим значением, рассчитанным по формуле (5).

Контрольные вопросы.

1. Что называется радиус-вектором, скоростью, ускорением материальной точки?
2. Приведите примеры движения тела под действием постоянной силы. Какова в общем случае форма его траектории и почему?
3. Как зависит координата от времени при движении с постоянным ускорением?
4. Как зависит скорость от времени при движении с постоянным ускорением?
5. Как будет зависеть ускорение линейно зависеть от массы груза при фиксированной массе ползуна?
6. Почему средняя скорость при равноускоренном движении на участке пути Δs равна мгновенной скорости в момент времени $t = \frac{\Delta t}{2}$, где Δt - время движения на этом участке пути?

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ НА ВОЗДУШНОЙ ДОРОЖКЕ

Цель работы – экспериментальная проверка основных уравнений и законов поступательного движения тела на специально сконструированной для этого лабораторной установке – воздушной дорожке.

Оборудование и материалы: воздушная дорожка с ползуном и набором аксессуаров, секундомер с 4 измерительными датчиками, набор грузов известной массы, набор перегрузков, весы

Теория

Любое физическое явление или процесс в окружающем нас материальном мире представляет собой закономерный ряд изменений, происходящих во времени и пространстве. Механическое движение, то есть изменение положения данного тела (или его частей) относительно других тел, – это простейший вид физического процесса. Механическое движение тел изучается в разделе физики, который называется механикой. Основная задача механики – определить положение тела в любой момент времени.

Часть механики, в которой изучаются причины, вызвавшие движение, называется динамикой. Динамика отвечает на вопрос: почему тело движется именно так, а не иначе? В основу динамики взяты три закона Ньютона.

Первый закон Ньютона.

Существуют такие системы отсчета, относительно которых тело движется равномерно и прямолинейно, если на него не действуют другие тела, или действия других тел компенсируются; эти системы отсчета называются инерциальными. Не все системы отсчета являются инерциальными.

Если система отсчета является инерциальной, то любая другая система отсчета, движущаяся относительно нее равномерно и прямолинейно, также инерциальна. Системы отсчета, движущиеся относительно инерциальной системы с ускорением, являются неинерциальными.

Принцип относительности Галилея: во всех инерциальных системах отсчета при одинаковых начальных условиях все механические явления протекают одинаково.

Инерция – это явление сохранения скорости тела. Поэтому первый закон Ньютона называют законом инерции.

Инертность – это свойство тела, заключающееся в его способности сохранять скорость. Более инертными являются тела, которые медленнее изменяют свою скорость. Мерой инертности является масса.

Масса тела – физическая величина, количественно характеризующая инертность тела.

Сила – это количественная мера взаимодействия тел. Сила является причиной изменения скорости тела. В механике Ньютона силы могут иметь различную физическую природу: сила трения, сила тяжести, упругая сила и т.д. Сила является векторной величиной. Векторная сумма всех сил, действующих на тело, называется равнодействующей силой.

Согласно второму закону Ньютона, описывающего движение материальной точки массой m под действием силы $\vec{F}$ имеет следующий вид:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (1)$$

где $\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ – ускорение тела.

Если равнодействующая сила равна нулю, то тело будет оставаться в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения. Таким образом, формально второй закон Ньютона включает как частный случай первый закон Ньютона, однако первый закон Ньютона имеет более глубокое физическое содержание – он постулирует существование инерциальных систем отсчета.

Согласно третьему закону Ньютона, тела действуют друг на друга с силами, равными по модулю и противоположными по направлению.

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$$

Силы, возникающие при взаимодействии тел, всегда имеют одинаковую природу. Они приложены к разным телам и поэтому не могут уравновешивать друг друга. Складывать по правилам векторного сложения можно только силы, приложенные к одному телу.

В случае когда сила постоянна, решение уравнения (1) имеет вид:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t; \quad \vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0t + \frac{\vec{a}t^2}{2} \quad (2)$$

где $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$ – радиус-вектор и скорость тела в момент времени $t=0$.

В настоящей работе исследуется движение тела массой M (ползуна), движущегося по горизонтальной поверхности под действием силы натяжения нити, перекинутой через блок, к концу которой привязан груз массой m (см. рис.1).

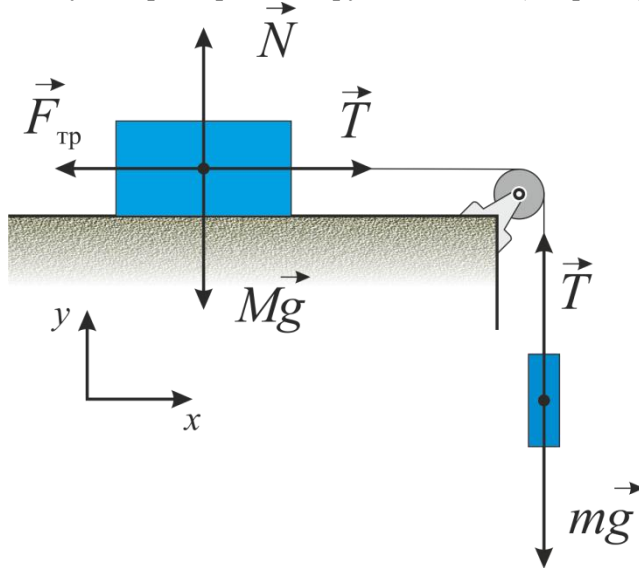


Рис. 1

При движении системы тел (груза и ползуна) связанных нитью, на груз действует сила тяжести $m\vec{g}$ и сила натяжения нити $\vec{T}$ его ускорение направленно вертикально вниз по оси y . На ползун действует сила тяжести $M\vec{g}$, сила реакции опоры $\vec{N}$, сила натяжения нити $\vec{T}$ и сила трения скольжения $\vec{F}_{тр}$. При движении ползуна на воздушной подушке сила трения скольжения сводится к минимуму, и ей можно пренебречь, по сравнению с другими силами.

Если нить считать нерастяжимой, то модули ускорений ползуна и груза будут равны. Так как масса блока, нити и сила трения в блоке малы по сравнению с массами ползуна и груза, модули сил натяжения нити будут одинаковы.

Выберем систему координат, как показано на рис.1. тогда второй закон

Ньютона для груза в проекции на ось y имеет вид:

$$T - mg = -ma \quad (3)$$

а для ползуна в проекции на ось x

$$T = Ma \quad (4)$$

Решая эту систему уравнений, получим

$$a = \frac{m}{m+M} g \quad (5)$$

Стартовая система установлена таким образом, что спусковое устройство спускает ползун, не сообщая ему начальной скорости. В этом случае система уравнений будет иметь вид:

$$v = at \quad (6)$$

$$S = \frac{at^2}{2} \quad (7)$$

где $S = x - x_0$, x_0 – координата в точке пуска.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представлена на рис. 2. она состоит из трека 1, в котором есть отверстия для создания воздушной подушки. Воздух в трек поступает через воздуховод 2. Ползун 3 соединен с грузом 4 нитью перекинутой через блок 5. Для запуска ползуна служит стартовая система 6, а для его остановки - передвинутый в упор 7. Время движения ползуна измеряется электронным секундомером 8, к которому присоединены фотодатчики 9-12.

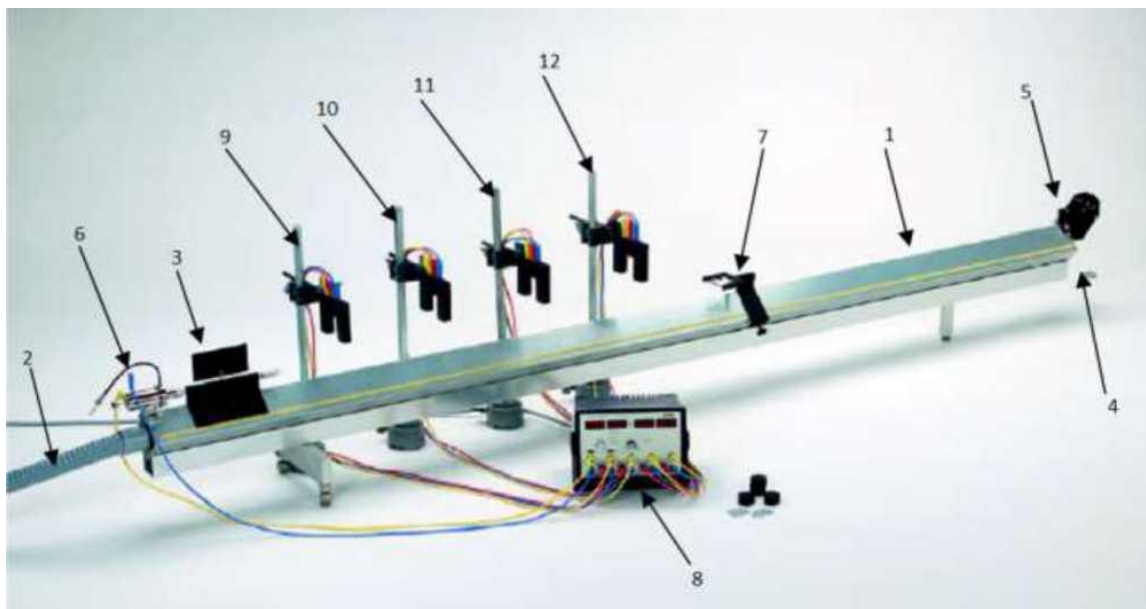


Рис.2. Экспериментальная установка для изучения равноускоренного движения

Масса ползуна может регулироваться при помощи гирь, которые надеваются на прикрепленные к нему с обеих сторон стержни. Оба стержня следует нагружать одинаково. Силу натяжения нити, действующую на ползун, можно изменять, вешая дополнительные гири на держатель.

Для взведения стартовой системы следует нажать на её стержень со стороны ползуна до упора. Излишних усилий прилагать не нужно. Запуск ползуна осуществляется нажатием на кнопку расположенную на гибком тросике стартовой системы.

Проведение эксперимента

Задание 1. Исследование зависимости ускорения ползуна от массы груза m при постоянной суммарной массе $M + m$.

11. Расположить весы горизонтально поверхности, снять защитную крышку, включить их с помощью кнопки on/off.

В отсутствии груза весы должны показывать ноль. Аккуратно положить ползун без добавочных грузов на весы, и зафиксировать его массу M_0 . Таким же образом измерить массу держателя грузов m_0 .

12. Поставьте ползун на трек в точке запуска, зафиксировав его в начальном положении нажатием на стержень стартовой системы. Определите по шкале, нанесенной на трек, координату переднего края экрана ползуна в точке пуска x_0 , а также координаты фотодатчиков $x_1, \dots, x_n$.

13. Расположите четыре световых барьера таким образом, чтобы они разделяли измеряемое расстояние на отрезки примерно равной длины. Например: $S_1 = x_1 - x_0 = 20$ см, $S_2 = x_2 - x_0 = 40$ см, $S_3 = x_3 - x_0 = 60$ см, $S_4 = x_4 - x_0 = 80$ см. Последний барьер расположите так, чтобы ползун с экраном проходил под ним перед тем, как ускоряющаяся гиря коснется пола. Расположите переставной упор с вилкой и гнездом на треке таким образом, чтобы ползун легко ударялся о резиновую ленту перед тем, как ускоряющаяся гиря коснется пола. Проведите все последующие измерения, не изменяя положения световых барьеров.

14. Включить секундомер. Нажав кнопку «Mode» один раз, перевести его в режим измерения времени (● ) , при этом загорится лампочка у пиктограммы этого режима. Нажать два раза кнопку «Reset».

15. Перекинуть нить через блок. Нажав кнопку на тросике стартовой системы, освободить ползун. Медленно передвигая ползун вдоль трека, убедиться, что он может беспрепятственно достигнуть фотодатчиков, а держатель груза не достаёт до пола. Убедиться также в том, что световые датчики фиксируют моменты прохождения мимо них переднего края экрана.

16. Включить воздуходувку нажатием кнопки на её задней панели. Медленно повернуть ручку мощности наддува до положения 2. Подождать несколько секунд, после чего медленно повернуть ручку до положения 4. **Не устанавливать на воздуходувке значения больше 4!**

17. С помощью гирь установить массу груза $m = 8$ г и массу ползуна с дополнительными гирями $M = 320$ г. Перед запуском закрепить ползун в стартовом положении, сбросить показания секундомера, нажав кнопку «Reset». Убедившись, что ползун и груз покоятся, нажать кнопку на тросике стартовой системы и запустить ползун. После прекращения движения снять показания секундомера t_1, t_2, t_3, t_4 . Повторить измерения четыре раза. Результаты измерений занести в таблицу 1.

18. Повторить измерения для масс груза в диапазоне от 8 г до 16 г с шагом в 2 г. При этом нужно переносить гири ползуна на подставку груза, так чтобы суммарная масса $M + m = 328$ г оставалась неизменной. Результаты занести в таблицу 1.

19. Рассчитать ускорение на каждом отрезке пути по формуле (см.(7)):

$$a_i = \frac{2S_i}{t_i^2} \quad (10)$$

и определить среднее значение ускорения для каждой массы m .

20. Построить график зависимости ускорения от массы груза m . Убедиться, что эта зависимость является линейной.

Задание 2. Исследование зависимости ускорения от суммарной массы ползуна и груза при постоянной массе груза.

1. С помощью гирь установить массу груза $m = 10$ г и суммарную массу ползуна и груза $M + m = 210$ г.

2. Прodelать измерения времен t_1, t_2, t_3, t_4 . Результаты измерений занести в таблицу 2.

3. Повторить измерения для масс $M + m$ в диапазоне от 210 г до 330 г с шагом 30 г. Результаты занести в таблицу 2.

4. Определить ускорение на каждом участке пути по формуле (10), и определить среднее ускорение для каждой массы $M + m$.

5. Построить график зависимости ускорения от обратной массы $\frac{1}{M + m}$. Убедиться, что зависимость является линейной (см.(5)).

6. По наклону прямой графика зависимости a от $\frac{1}{M + m}$ определить ускорение свободного падения (см.(5))

$$g = \frac{1}{m} \frac{\Delta a}{\Delta \left(\frac{1}{M + m} \right)}$$

Сравнить полученное значение с табличным. Сделать выводы.

Контрольные вопросы.

1. Какая система отсчета называется инерциальной? неинерциальной?
2. Сформулируйте первый закон Ньютона.
3. Что собой представляют свойства симметрии пространства и времени?
4. Что называется силой? массой? Как они вводятся в физику?
5. Сформулируйте второй закон Ньютона.
6. Сформулируйте третий закон Ньютона.
7. Как ставится основная задача динамики материальной точки?
8. Опишите экспериментальную установку и методику проведения эксперимента.
9. При каком условии силы натяжения нити по разные стороны блока можно считать одинаковыми?
10. При каком условии можно пренебречь моментом инерции блока машины, не допуская большой ошибки в расчете ускорения тел системы?

ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МАЯТНИКА

Цель работы: Изучение основных закономерностей колебательного движения математического маятника.

Идея эксперимента

Колебательным движением механической системы называется периодическое движение системы в окрестности положения равновесия.

Время T , за которое совершается одно полное колебание, называется периодом колебаний. Величина ν , обратная периоду, называется частотой колебаний $\nu = 1/T$, а величина $\omega = 2\pi\nu$ – циклической частотой.

В настоящей лабораторной работе изучаются колебания математического маятника.

В эксперименте исследуется колебательное движение груза, подвешенного на длинной нити. Соотношение его элементов таково, что этот физический маятник с достаточной степенью точности может считаться моделью математического маятника.

Теория

Маятник – тело, совершающее колебательное движение под действием квазиупругой силы. Если подвес нерастяжим, размеры груза пренебрежимо малы по сравнению с длиной подвеса и масса нити пренебрежимо мала по сравнению с массой груза, то груз можно рассматривать как материальную точку, находящуюся на неизменном расстоянии l от точки подвеса O . Такой маятник называется *математическим*.

На маятник действуют силы: натяжения нити $\vec{T}$ и тяжести $m\vec{g}$, которые в положении равновесия компенсируют друг друга $\vec{R} = \vec{T} + m\vec{g} = 0$. Для возбуждения колебаний маятник выводят из положения равновесия (рис.1). Теперь $\vec{R} \neq 0$ и маятник обладает избыточной потенциальной энергией mgh по отношению к положению равновесия. Эта энергия обуславливает колебание, происходящее по окружности и описываемое основным уравнением динамики вращательного движения:

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon}, \quad (1)$$

где $\vec{M}$ – результирующий вращающий момент, $\vec{\varepsilon}$ – угловое ускорение, $I = ml^2$ – момент инерции шарика относительно оси OO' , проходящей через точку подвеса O , перпендикулярно плоскости колебаний (плоскости чертежа). Результирующий момент силы натяжения нити и силы тяжести равен

$$\vec{M} = \vec{M}_T + \vec{M}_g \quad (2)$$

Тогда

$$I\vec{\varepsilon} = \vec{M}_T + \vec{M}_g \quad (3)$$

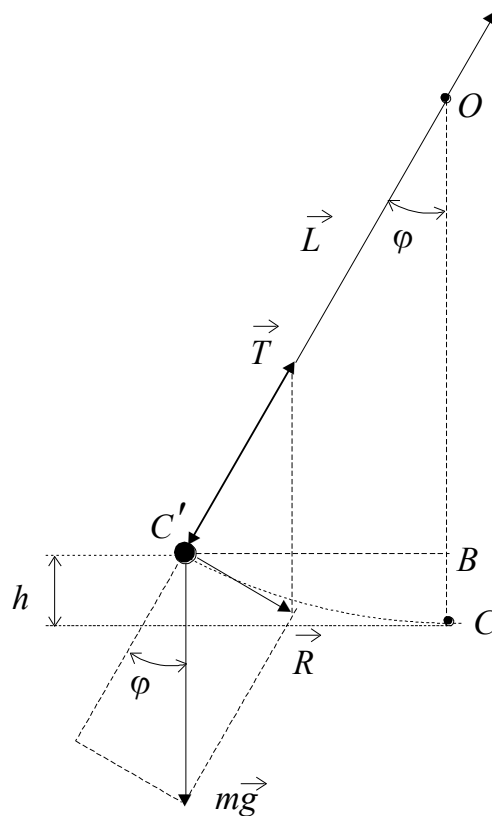


Рис. 1. Математический маятник

Угол $\vec{\varphi}$ – вектор, направленный от читателя вглубь, так как отсчет угла ведется по часовой стрелке. Векторы $\vec{\varepsilon}$, $\vec{M}_T$, $\vec{M}_g$ направлены по оси вращения.

Спроецируем выражение (3) на ось OO' . Примем за положительное направление оси направление вектора $\vec{\varphi}$. Тогда

$$I\varepsilon = mgl \cdot \sin(\vec{L}, \vec{g}) + Tl \cdot \sin(\vec{T}, \vec{l}), \quad (4)$$

где $\vec{L}$ – радиус-вектор точки, модуль которого равен длине подвеса $|\vec{L}| = l$.

Очевидно, что угол $(\vec{L}, \vec{g}) = -\varphi$, а угол $(\vec{T}, \vec{L}) = 0$. Тогда

$$I\varepsilon = -mg \cdot \sin \varphi \quad (5)$$

Или, так как $\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \cdot \sin \varphi = 0 \quad (6)$$

Для достаточно малых углов $\sin \varphi \approx \varphi$, тогда

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \varphi = 0, \quad (7)$$

где $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$.

Решение уравнения (7) представляет собой гармоническую функцию, соответствующую гармоническому колебанию

$$\varphi = \varphi_0 \cos(\omega_0 t + \alpha_0), \quad (8)$$

где φ_0 – амплитуда, ω_0 – частота так называемых собственных колебаний, α_0 – начальная фаза.

Период колебаний связан с циклической частотой соотношением $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, тогда период математического маятника:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (9)$$

Из равенства (9) следует, что малые колебания математического маятника не зависят от амплитуды. Такие колебания называются изохронными.

Равенство (9) получено для колебаний маятника с малой амплитудой, когда можно пользоваться приближенной формулой $\sin \varphi \approx \varphi$. При больших амплитудах эта формула не применима и период колебаний будет зависеть от угла отклонения.

Экспериментальная установка

Используемый маятник – шарик на тонкой прочной (нерастяжимой) нити, закреплённой на штативе. Полная длина маятника l – расстояние от точки подвеса до центра тяжести шарика (рис.2).



Рис. 2. Схема установки.

Проведение эксперимента

Задание 1. Проверка независимости периода колебаний математического маятника от его массы.

1. Для проверки необходимо использовать тела разной массы, но имеющие одинаковые размеры и форму, что позволяет считать силу сопротивления воздуха во всех опытах одинаковой. При этом тела не обязательно должны иметь шарообразную форму. Угол отклонения маятника из положения равновесия не должен превышать 5° .

Задание 2. Изучение зависимости периода колебаний математического маятника от его длины и определение ускорения свободного падения.

1. Подвешивают на нити стальной груз. Длину подвеса изменяют в пределах от 0,8 до 1,8 м с шагом приблизительно 10 см. Число колебаний в каждом опыте 10-20. Полученные данные

заносят в таблицу 2 отчета. Угол отклонения маятника из положения равновесия не должен превышать 5° .

2. Зависимость $T=f(l)$ нелинейная. Поэтому для удобства экспериментальной проверки эту зависимость следует линеализировать. Для этого можно, например, построить график зависимости квадрата периода колебаний от длины маятника $T^2=f(l)$. Если экспериментальные точки ложатся на прямую с небольшим разбросом, то можно сделать вывод о выполнении формулы (9).

3. Для определения с помощью полученного графика ускорения свободного падения необходимо найти угловой коэффициент прямой, т.е. значение тангенса угла наклона графика к оси l . Вычисляют ускорение свободного падения.

Контрольные вопросы.

1. Какое движение механической системы называется колебательным? Что называется периодом и частотой колебаний?
2. Какая система называется математическим маятником?
3. Какие колебания называются гармоническими? Что такое амплитуда и фаза колебаний.
4. Какие колебания называются изохронными? Являются ли колебания математического маятника изохронными? При каком условии колебания математического маятника можно считать изохронными?

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ РАСТЯЖЕНИЯ

Цель работы: изучение деформации растяжения, проверка закона Гука.

Теоретическая часть

Все реальные тела *деформируемы*. Под действием приложенных сил они меняют свою форму или объем. Такие изменения называются *деформациями*.

В случае твердых тел различают два предельных случая: *деформации упругие* и *деформации пластические*. *Упругими* называются деформации, исчезающие после прекращения действия приложенных сил. *Пластическими* или *остаточными деформациями* называют такие деформации, которые сохраняются в теле, по крайней мере, частично, и после прекращения действия внешних приложенных сил. Является ли деформация упругой или пластической – это зависит не только от материала тела, но и от *величины приложенных сил*. Если сила (точнее, сила, отнесенная к единице площади, т.е. напряжение) не превосходит известной величины, называемой *пределом упругости*, то возникающая деформация будет упругой. Если же она превосходит этот предел, то возникающая деформация будет пластической. Разделение тел на упругие и пластические в какой-то степени условно. Строго говоря, все деформации после прекращения действия внешних сил исчезают не полностью, а потому являются пластическими.

Различные части деформированного тела взаимодействуют между собой на поверхностях раздела, вдоль которых они граничат между собой. Рассмотрим произвольное деформированное тело или среду. Мысленно разделим его две части: тело *I* и тело *II*, граничащие между собой вдоль поверхности *AB* (рис. 1). Т.к. тело *I* деформировано, то оно действует на тело *II* с некоторой силой. Соответственно тело *II* действует на тело *I* с такой же, но противоположно направленной силой. Однако для определения возникающих при этом деформаций необходимо знать как эти силы распределены по сечению. Возьмем на поверхности *AB* бесконечно малую площадку *dS*. Пусть $d\vec{F}$ – сила, с которой на этой площадке тело *II* действует на тело *I*. Сила, отнесенная к единице площади, т.е. $\frac{d\vec{F}}{dS}$, называется *напряжением*, действующим в точке на границе *AB*. Ориентацию площадки *dS* можно задать, указав направление нормали к ней. Будем считать, что нормаль направлена наружу от поверхности тела, на которое действует сила $d\vec{F}$. Обозначим $\vec{n}$ единичный вектор такой нормали, а $\vec{\sigma}_n$ – соответствующее напряжение. Вектор $\vec{\sigma}_n$ можно разложить на составляющую вдоль нормали *n* и составляющую, лежащую в касательной плоскости к площадке *dS*. Первая составляющая называется *нормальным*, а вторая – *тангенциальным* напряжениями, действующими на площадке *dS*.

Возьмем однородный стержень и приложим к его основаниям растягивающие или сжимающие силы *F* (рис. 2, а и б). Стержень будет деформирован, т.е. сжат или растянут. Сила, отнесенная к единице площади поперечного сечения, называется *напряжением*. В данном случае напряжение перпендикулярно к поперечному сечению стержня. Если стержень *растянут*, то это напряжение называется *натяжением* и определяется выражением

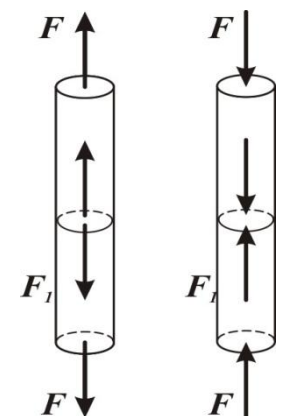
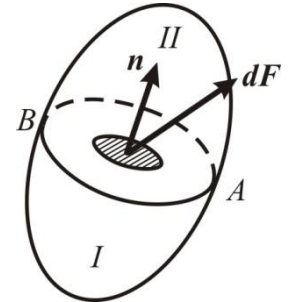
$$T = \frac{F}{S},$$

где *S* – площадь поперечного сечения стержня. Если же стержень *сжат*, то напряжение называется *давлением* и численно определяется той же формулой

$$P = \frac{F}{S}.$$

Легко заметить, что $P = -T$.

Пусть l_0 – длина недеформированного стержня. После приложения силы *F* его длина получает приращение Δl и становится равной $l = l_0 + \Delta l$. *Отношение*



$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$$

называется *относительным удлинением стержня*. В случае растяжения оно положительно, при сжатии – отрицательно.

Как показывает опыт, для не слишком больших упругих деформаций натяжение T (или давление P) пропорционально относительному удлинению (или относительному сжатию).

$$T = E \frac{\Delta l}{l_0} \text{ или } P = -E \frac{\Delta l}{l_0},$$

где E – постоянная, зависящая только от материала стержня и его физического состояния. Она называется *модулем Юнга*. Последние формулы выражают закон Гука для деформаций растяжения или сжатия стержней. Это приближенный закон и для больших деформаций он может не выполняться. Деформации, для которых закон Гука приближенно выполняется, называются *малыми деформациями*. Более общим, чем закон Гука, является утверждение, что в случае упругих деформаций натяжение T является однозначной функцией относительного удлинения ε .

Оказывается, что если деформации малы, то упругие постоянные тел не изменяются при деформациях. Таким образом, если на тело действует несколько сил, то для вычисления результирующей деформации можно вычислить сначала деформации, вызываемые каждой силой в отдельности (как если бы остальных сил не было совсем), а затем полученные деформации сложить. Это положение называется *принципом суперпозиции малых деформаций*.

Упругая энергия растянутого стержня равна

$$U = \frac{1}{2} F \Delta l.$$

Объемная плотность упругой энергии, т.е. упругая энергия u , приходящаяся на единицу объема растянутого (или сжатого) стержня, равна

$$u = \frac{U}{V} = \frac{U}{Sl} = \frac{1}{2} \frac{F}{S} \frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{2} T \varepsilon.$$

Если воспользоваться законом Гука, то это выражение можно привести к виду

$$u = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 = \frac{T^2}{2E} = \frac{P^2}{2E}.$$

Как показывает опыт, под действием растягивающей или сжимающей силы F изменяются не только продольные, но и поперечные размеры стержня. Если сила F – растягивающая, то поперечные размеры стержня уменьшаются. Если же она сжимающая, то они увеличиваются.

Пусть a_0 – толщина стержня до деформации, a – после деформации. За толщину можно принять для круглого стержня его диаметр, для прямоугольного – одну из сторон его основания и т.д. Если сила F растягивающая, то величина $-\frac{\Delta a}{a_0} \approx -\frac{\Delta a}{a}$ называется *относительным поперечным сжатием* стержня ($\Delta a = a - a_0$). Отношение относительного поперечного сжатия к соответствующему относительному продольному удлинению называется *коэффициентом Пуассона*

$$\mu = -\frac{\Delta a}{a} : \frac{\Delta l}{l} = -\frac{\Delta a}{\Delta l} \cdot \frac{l}{a}.$$

Коэффициент Пуассона зависит только от материала тела и является одной из важных постоянных, характеризующих его упругие свойства.

Модуль Юнга E и коэффициент Пуассона μ полностью характеризуют упругие свойства изотропного материала. Все остальные упругие постоянные могут быть выражены через E и μ .

Таким образом, упругая деформация твердых тел описывается законом Гука

$$\sigma = \varepsilon E, \quad (1)$$

где $\sigma = F/S$ – нормальное напряжение (отношение силы F , приложенной перпендикулярно поперечному сечению образца, к площади S этого сечения), $\varepsilon = \Delta l/l_0$ – относительная деформация (отношение удлинения Δl к первоначальной длине l_0 образца), E – модуль упругости (модуль Юнга). Заметим, что σ численно равно энергии, приходящейся на 1 м^3 деформируемого материала.

Модуль Юнга характеризует упругие свойства твердых тел при деформации растяжения – сжатия. Он численно равен величине напряжения, которое вызывает изменение длины образца вдвое, если деформация при этом остается упругой. С другой стороны, модуль Юнга можно понимать как величину, численно равную объемной энергии деформации при удвоении размеров образца.

Закон Гука справедлив лишь для идеально упругих тел. Для реальных же тел наблюдаются различные отклонения от этого закона. На рис. 3 представлена характерная диаграмма растяжения

твёрдого тела. Строгая пропорциональность между относительным удлинением и напряжением наблюдается лишь при сравнительно небольших нагрузках, на участке OA .

Напряжение σ_n , при котором выполняется закон Гука, называется *пределом пропорциональности*.

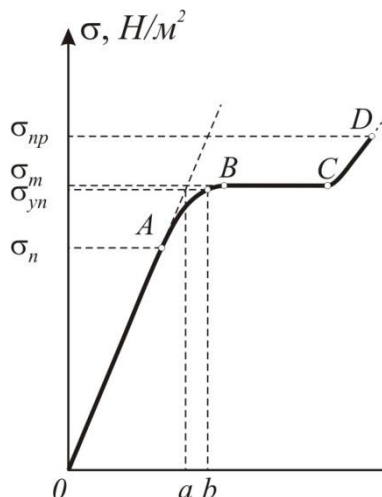


Рис. 3. Диаграмма растяжения твёрдого тела.

Максимальное напряжение $\sigma_{уп}$, при котором еще не возникают остаточные деформации (относительная остаточная деформация не превышает 0,1 %), называется *пределом упругости*. Ему соответствует точка B на диаграмме деформации.

Предел текучести – это напряжение, которое характеризует такое состояние деформируемого тела, после которого удлинение возрастает без увеличения действующей силы (горизонтальный участок BC).

Пределом прочности $\sigma_{пр}$ (точка D) называется напряжение, соответствующее наибольшей нагрузке, выдерживаемой телом перед разрушением.

Отклонения от закона Гука в области напряжений, не превосходящих предела упругости, объединяются общим понятием *неупругости*. Проявлением неупругости являются, например, упругие последействия и *упругий гистерезис*, подлежащий экспериментальному наблюдению в данной работе.

Явление упругого последействия заключается в изменении со временем деформационного состояния при неизменной величине напряжения. В этом случае после приложения нагрузки к образцу деформация возникает не мгновенно, а продолжает увеличиваться с течением времени (*прямое упругое последействие*); также и после снятия нагрузки: деформация образца исчезает не мгновенно, а продолжает уменьшаться во времени (*обратное упругое последействие*).

Площадь, ограниченная кривой нагрузки и двумя абсциссами, соответствующими двум значениям относительной деформации, пропорциональна работе A внешних сил или, что тоже, потенциальной энергии E_n при упругом деформировании образца. Это следует из расчета элемента площади ΔQ под кривой

$$c \cdot \Delta Q = \frac{1}{2} \sigma \varepsilon = \frac{1}{2} \frac{F \Delta l}{S l_0} = \frac{1}{2} \frac{A}{V} = \frac{1}{2} \frac{E_n}{V} = \Delta W_1, \quad (2)$$

где c – коэффициент пропорциональности, ΔW_1 – объемная плотность энергии деформации образца. Коэффициент пропорциональности c равен объемной плотности энергии деформации, приходящейся на единицу площади, ограниченной графиком, и имеет размерность Дж/клетку.

Площадь под всей кривой нагрузки соответствует объемная плотность энергии W_1 , а площадь под всей кривой разгрузки – объемная плотность энергии W_2 .

Если к образцу прикладывать сначала возрастающее напряжение, а затем производить разгрузку, то на графике $\sigma = f(\varepsilon)$ кривая нагрузки не будет совпадать с ветвью разгрузки. При полном цикле нагрузки – разгрузки график образует фигуру, называемую петлей гистерезиса. Площади петли пропорциональна объемная плотность поглощенной энергии упругости ΔW , перешедшей в тепло.

Явления необратимого превращения в теплоту механической энергии (иначе, диссипация

энергии) в процессах деформирования твердых тел связано с так называемым *внутренним трением*.

Для количественной оценки внутреннего трения материалов часто пользуются относительной величиной – *коэффициентом поглощения*

$$\psi = \frac{\Delta W}{W_1}, \quad (3)$$

где W_1 – энергия упругой деформации при нагрузке образца.

Явления неупругости присущи всем реальным твердым телам, как полимерным, так и низкомолекулярным, в том числе металлам.

Явления неупругости металлов и других кристаллических тел связаны с дефектами кристаллической решетки: различными точечными дефектами, дислокациями и вызванными ими неоднородностями структуры и, как следствие, наличием внутренних механических микронапряжений в твердых телах. Неупругость полимерных материалов обусловлена изменением структуры макромолекул под действием механических напряжений.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка приведена на рисунке 4.

Справедливость закона Гука определяется для двух пружин с различными коэффициентами жесткости. Удлинение пружины, которое зависит от деформирующей силы, изучается с помощью подвешивания грузов различных масс. Для сравнения используется резиновая лента, подверженная воздействию тех же нагрузок, для которой не существует пропорциональности между прикладываемой силой и результирующим удлинением.

Когда силы действуют на твердое тело, результирующая деформация (в пренебрежении деформациями сдвига и вращения) зависит в значительной степени от материала, а также от размера и от направления, вдоль которого действуют внешние силы. Если твердое тело восстанавливает свою первоначальную форму после того, как внешняя сила прекращает действовать, т.е. внутренние возвращающие силы материала могут вернуть твердое тело в первоначальное состояние, материал называется упругим. Винтовая пружина является очень простым примером упругого тела. Кроме того, если удлинения пружины Δl не очень велики по сравнению с исходной длиной l_0 , сила упругости пружины $F_{упр}$ оказывается пропорциональной ее удлинению (или сжатию) Δl :

$$\vec{F}_{упр} = -k\Delta\vec{l}. \quad (4)$$

Это *закон Гука* или линейный закон сил, где коэффициент пропорциональности k , который является, в общем, табличной величиной, называется жесткостью, в случае винтовой пружины. Если внешняя сила, действующая на пружину, есть вес тела массы $mF_g = mg$ ($g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения) в этом эксперименте, новое стабильное положение равновесия будет достигнуто при длине пружины l_1 , при которой вес тела массой m равен силе упругости пружины:

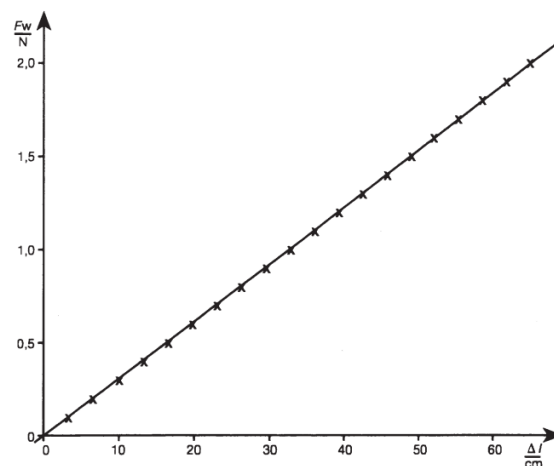
$$F_{упр} = k\Delta l = mg = F_g. \quad (5)$$

Удлинение винтовой пружины оказывается пропорциональным силе F_w , действующей со стороны грузов:

$$\Delta l = \frac{1}{k} F_g. \quad (6)$$

Графически такая зависимость должна представлять собой прямую линию (см. рис. 5). Угловой коэффициент данной прямой дает коэффициент жесткости винтовой пружины k .

Таким образом, сила, необходимая для данного удлинения пружины, увеличивается пропорционально коэффициенту жесткости



пружины. Используя уравнение (6), новая равновесная длина l_1 может быть определена как

$$l_1 = l_0 + \frac{mg}{k}. \quad (7)$$

Пропорциональность между силой упругости, при условии их малости, и удлинением твердого тела выполняется не только для винтовой пружины, но также и для других материалов, находящихся в состоянии устойчивого равновесия: потенциальная энергия межмолекулярных сил имеет примерно квадратичный характер относительно положения равновесия. Сила упругости, полученная путем дифференцирования потенциала, таким образом, пропорциональна отклонению от положения равновесия. Используя в качестве примера стержень или провод данного материала длиной l и поперечным сечением S , к которому прикладывается растягивающая сила F , закон Гука можно записать в виде:

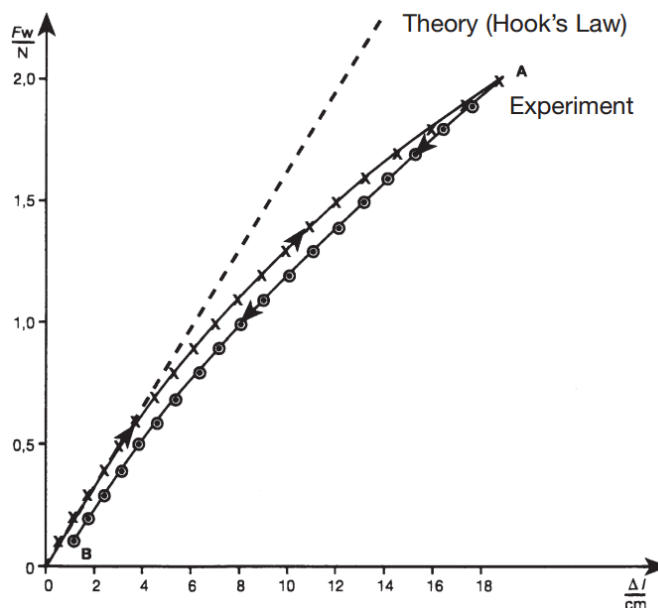
$$\frac{\Delta l}{l} = E \frac{F}{S} \quad (8)$$

или

$$\varepsilon = \sigma E, \quad (9)$$

где $\varepsilon = \Delta l/l$ – относительное удлинение стержня, коэффициент пропорциональности E – модуль упругости материала стержня (модуль Юнга) и $\sigma = F/S$ – натяжение стержня.

Примером материала, который не подчиняется закону Гука, даже при действии малых сил является резиновая лента. На рисунке 7 изображена характерная кривая резиновой ленты, с непрерывно возрастающим напряжением между точкой O и точкой A и с постепенным спадом между точками A и B . С одной стороны, соотношение между действующим весом F_g и результирующим удлинением Δl не является линейным: удлинение больше, чем следует из закона Гука (пунктирная линия). С другой стороны, степень удлинения зависит от предыстории резиновой ленты. На характерной кривой участок OA (постепенное увеличение нагрузки) не совпадает с участком AB (постепенное уменьшение нагрузки), что не соответствует поведению спиральной пружины до тех пор, пока она остается в пределах упругости. Это явление называется *упругий гистерезис*. Если же резиновую ленту снова начать растягивать, удлинение Δl теперь будет значительно больше, чем это наблюдалось при первоначальном растяжении новой ленты.



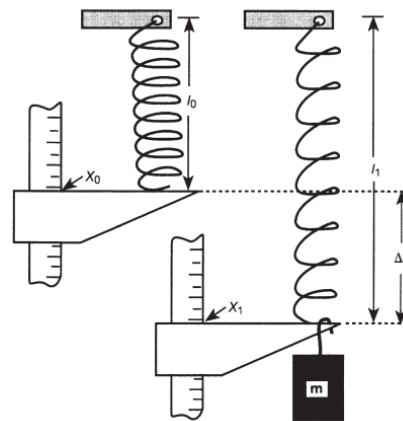
Гистерезис характерной кривой имеет две причины: с одной стороны, только часть деформации возвращается к исходной форме мгновенно, в то время как остальная часть деформации возвращается в течение нескольких часов. Это обратимый процесс называется *упругим последствием*, материал реагирует вязкоэластично. С другой стороны, как только напряжение превышает предел упругости, происходит внутренняя перестройка материала, что приводит к постоянному изменению формы. Этот процесс является необратимым, потому что работа преобразуется в тепло. В этом эксперименте преобладает влияние упругого последствия.

Оборудование и материалы: штатив с зажимами, пружины (2 шт.), набор грузов, линейка с опорой и указателями, шелковая нить, резиновая лента квадратного сечения.

Задания

Задание 1. Изучение упругой деформации.

1. Закрепите одну из двух винтовых пружин без нагрузки на держателе штатива.
2. Скользящий указатель на линейке установите в нижнем конце пружины как показано на рисунке и запишите его соответствующее положение x_0 на измерительной шкале в таблицу 1 отчета.
3. Произведите растяжение винтовой пружины, увеличивая нагрузку с шагом 10 г, используя держатель грузов и набор грузов, пока не будет достигнута максимальная нагрузка 100 г.
4. При каждом увеличении массы груза дождитесь пока пружина не придёт в состояние равновесия (отсутствие колебаний) и определите положение нижнего конца пружины x_1 .



Обработка результатов

5. Вычислите соответствующее удлинение $\Delta l = |x_1 - x_0|$ пружины. Результаты занесите в таблицу 1 отчета.
6. Постройте график зависимости веса тела F_g , вызывающего растяжение, от удлинения пружины Δl .
8. Рассчитайте коэффициент жесткости как угловой коэффициент полученной зависимости.

Задание 2. Изучение неупругой деформации.

1. Закрепите отрезок резиновой ленты длиной около 50 см без нагрузки на держателе штатива.
2. Произведите растяжение резиновой ленты, увеличивая нагрузку с шагом 10 г, используя держатель грузов и набор грузов, пока не будет достигнута максимальная нагрузка 200 г.
Обратите внимание, что при смене грузов необходимо вручную поддерживать достигнутое мгновенное удлинение ленты, т.к. оно зависит от предыстории материала.
3. При каждом увеличении массы груза дождитесь пока лента не придёт в состояние равновесия (отсутствие колебаний) и определите положение нижнего конца (стабилизированный) ленты x_1 .

Обработка результатов

4. Вычислите положение равновесия x_0 резиновой ленты без грузов, полагая примерное выполнение закона Гука, по формуле
$$x_0 = x_1(10\text{г}) - (x_1(20\text{г}) - x_1(10\text{г})).$$
5. Вычислите соответствующие удлинения $\Delta l = |x_1 - x_0|$ ленты. Результаты занесите в таблицу 2 отчета.
7. Постройте график зависимости веса тела F_g , вызывающего растяжение, от удлинения резиновой ленты Δl .

Контрольные вопросы

1. Что называют деформацией? Виды деформаций.
2. Тангенциальное и нормальное напряжение.
3. Как определить относительное продольное удлинение, относительное поперечное сжатие?
4. Назовите количественные характеристики деформаций: модуль Юнга, коэффициент Пуассона.
5. Сформулируйте принцип суперпозиции малых деформаций.
6. Что называют объемной плотностью упругой энергии?
7. Изобразите диаграмму растяжения, назовите характерные напряжения.
8. В чем заключается явление упругого последействия?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ ВОЗДУХА МЕТОДОМ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ.

Цель работы: углубить представления о тепловых свойствах газов и их зависимости от характера тепловых процессов. Освоить один из методов определения отношения теплоемкостей.

Теория

Теплоемкостью тела называется то **количество теплоты, которое необходимо сообщить этому телу, чтобы изменить его температуру на 1 градус:**

$$C_{\text{тела}} = \frac{\Delta Q_{\text{тела}}}{\Delta T},$$

где $\Delta Q_{\text{тела}}$ – количество теплоты, сообщаемое телу при изменении его температуры на ΔT градусов. Единицей измерения теплоёмкости тела является Дж/К.

Однако, этим понятием пользоваться неудобно, т.к. оно характеризует способность только данного тела, а не вещества из которого оно изготовлено. Поэтому гораздо чаще используют понятие теплоемкости, отнесенное не к произвольному телу, а к единице массы вещества, из которого оно изготовлено. Такая теплоемкость называется **удельной теплоемкостью** c и представляет собой **количество теплоты, которое необходимо сообщить единице массы вещества, чтобы изменить ее температуру на 1 градус.**

$$c = \frac{C_{\text{тела}}}{m} = \frac{\Delta Q_{\text{тела}}}{m \Delta T},$$

где m – масса тела. Единицей измерения удельной теплоёмкости является $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Еще чаще в физике предпочитают пользоваться понятием молярной теплоемкости. Под **молярной теплоемкостью** C понимают такое **количество теплоты ΔQ_M , которое необходимо сообщить одному молю вещества, чтобы изменить его температуру на 1 градус:**

$$C = \frac{\Delta Q_M}{\Delta T}, \quad (1)$$

где ΔQ_M – количество теплоты, сообщаемое одному молю вещества при изменении его температуры на ΔT градусов. Единицей измерения молярной теплоёмкости является $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Между удельной и молярной теплоёмкостями существует простая связь:

$$C = M c, \quad (2)$$

где M – молярная масса данного вещества.

Так дело обстоит только с твердыми и жидкими телами. Газы же могут нагреваться либо при постоянном объеме, либо при постоянном давлении. От этих условий нагревания газа очень сильно зависит их молярная теплоемкость, которую в дальнейшем для краткости будем называть просто теплоемкостью. Согласно первому началу термодинамики, все количество теплоты ΔQ , подводимое к газу, идет на изменение его внутренней энергии ΔU и на совершение газом работы $A = p \Delta V$. Запишем этот закон для одного моля идеального газа:

$$\Delta Q_M = \Delta U_M + p_M \Delta V, \quad (3)$$

где ΔV – изменение объема газа вследствие его теплового расширения. Если количество теплоты ΔQ_M сообщают одному молю газа с целью повысить его температуру на 1 градус ($\Delta T = 1 \text{ K}$), то (1) примет вид:

$$C = \Delta Q_M \text{ или } C = \Delta U_M + p_M \Delta V. \quad (4)$$

Рассмотрим теперь каждое из условий нагревания газа в отдельности.

Нагревание газа при постоянном объеме ($V = \text{const}$, $p_M \neq \text{const}$). В этом случае газ не расширяется ($\Delta V = 0$), а следовательно работа против внешних сил им не совершается. Тогда, согласно (3), все подводимое к газу тепло ΔQ_M идет только на изменение внутренней энергии ΔU_M газа:

$$\Delta Q_M = \Delta U_M.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (4), получаем:

$$C_V = \Delta Q_M = \Delta U_M, \quad (5)$$

где C_V – молярная теплоемкость при постоянном объеме, ΔU_M – изменение внутренней энергии идеального газа при его нагревании на $\Delta T = 1 \text{ K}$. Т.к. $\Delta U_M = \frac{i}{2} R \Delta T = \frac{i}{2} R$, то

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad (6)$$

где i – сумма числа степеней свободы поступательного, вращательного и удвоенного числа степеней свободы колебательного движения молекул газа.

Теплоёмкость газа, нагреваемого при постоянном объёме, часто называют *изохорной теплоёмкостью*.

Нагревание газа при постоянном давлении ($p_M = \text{const}$, $V \neq \text{const}$). В этом случае $\Delta V \neq 0$ и тепло, подводимое к газу, идет не только на изменение его внутренней энергии, но и на совершение $p_M \Delta V$ против внешних сил. Тогда, согласно (4), получаем:

$$C_p = \Delta U_M + p_M \Delta V,$$

где C_p – молярная теплоемкость газа при постоянном давлении. С учетом (5) имеем:

$$C_p = C_V + p_M \Delta V \quad (7)$$

это означает, что газ, расширяющийся при постоянном давлении, обладает большей теплоемкостью, чем газ, расширяющийся при постоянном объеме, на величину, равную работе $p_M \Delta V$, совершаемой газом против внешних сил.

Выражение (7) чаще записывают в несколько ином виде. Для этого выразим величину $p_M \Delta V$ из уравнения Менделеева-Клапейрона, записанного для одного моля газа:

$$p_M \Delta V = R \Delta T \Rightarrow p_M \Delta V = R \text{ (т.к. } \Delta T = 1 \text{ K)}.$$

Подставляя это выражение в формулу (7), получаем:

$$C_p = C_V + R. \quad (8)$$

Сравнивая выражения (7) и (8), можно сделать очень интересный и важный вывод: *работа одного моля газа против внешних сил, расширяющегося при постоянном давлении, всегда равна универсальной газовой постоянной*.

Численное значение теплоемкости при постоянном давлении зависит от числа степеней свободы молекул газа, которое можно записать в виде:

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (9)$$

Теплоёмкость газа, нагреваемого при постоянном давлении, часто называют *изобарной теплоемкостью*.

Весьма важное значение при изучении свойств идеальных газов играет отношение молярных теплоемкостей газа C_p к C_V . Это отношение обозначают буквой γ и называют *показателем адиабаты*:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} > 1. \quad (10)$$

Для одноатомных молекул $i = 3$, для двухатомных с вращательной степенью свободы $i = 5$, для двухатомных с вращательной и колебательной степенями свободы $i = 7$, и т. д. Поэтому для сопоставления теории с опытом достаточно сравнивать экспериментальные и теоретические значения γ . Например, для одноатомного газа, согласно теории, $i = 3$ и $\gamma = 5/3 = 1,67$, для 2-х атомного газа при комнатной температуре $i = 5$ и $\gamma = 7/5 = 1,4$.

Выражение (10) можно получить, разделив (9) на (6). Важность его заключается в том, что показатель адиабаты является величиной, характерной для каждого газа, и входит в уравнение, описывающее адиабатические процессы в газах. Это уравнение называется *уравнением адиабаты* или *уравнением Пуассона*:

$$PV^\gamma = \text{const}. \quad (11.a)$$

Заменяя в (11.a) PV^γ через $PV \cdot V^{\gamma-1}$ и применяя уравнение Менделеева-Клапейрона, получим иную запись уравнения Пуассона:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (11.б)$$

Следует заметить, что уравнение Пуассона, описывающее адиабатические процессы, очень похоже на уравнение Бойля-Мариотта ($PV = \text{const}$), описывающее изотермические процессы. Однако, показатель степени в уравнении Пуассона (11.а) свидетельствует о том, что адиабата всегда располагается круче изотермы (рис.1). Иными словами, тангенс угла наклона касательной к адиабате в γ раз больше тангенса угла наклона касательной к изотерме.

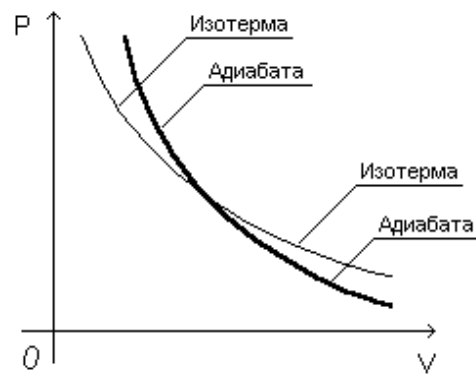


Рис. 1.

Экспериментальная установка

Лабораторная работа выполняется на базе лабораторного комплекса ЛКТ-5 (рисунок 2). Основной элемент комплекса – баллон объемом 3,25 л. Баллон снабжен клапаном КЗ, позволяющим быстро сбрасывать давление газа в баллоне. Педаль клапана выведена на панель прибора. Клапан открывается при нажатии на педаль. В целях безопасности на баллон в рабочем состоянии надет чехол из плотной ткани.

Элементы комплекса соединены шлангами из синтетического материала. Краны К1 и К2 пережимают соответствующие шланги. Полная схема соединений элементов изображена на передней панели прибора. Исследуемый газ подается в баллон через штуцер Ш2, при этом происходит удаление влаги из газа.

Если осушение не требуется, то газ подается через штуцер Ш1. Штуцер Ш3 позволяет соединить баллон с дополнительными устройствами.

Традиционным методом определения величины показателя адиабаты является метод адиабатического расширения или, как его ещё называют, метод Клемана-Дезорма. Экспериментальная установка (рис. 2) этого метода представляет собой достаточно большого объёма сосуд, который при помощи резиновых шлангов и двух клапанов, может соединяться либо с окружающей средой, либо с компрессором. Разность давлений внутри сосуда и снаружи измеряется манометром. Суть метода состоит в следующем. Когда клапан «Сброс» открыт, то воздух массой m_0 , заполняющий сосуд объёмом V_0 , находится под давлением, равным атмосферному p_0 , а температура его равна температуре окружающей среды T_0 . Для определения показателя адиабаты воздуха следует изначально находящийся в сосуде газ массой m_0 последовательно провести через три различных состояния.

Первое состояние: закрывают клапан «КЗ», открывают клапан «К1» и повышают давление воздуха в баллоне до тех пор, пока разность давлений в баллоне и окружающей среде не достигнет ~ 200 мм рт. ст. Далее необходимо выждать некоторое время, пока температура воздуха в баллоне, возросшая из-за быстрого нагнетания, не станет равной температуре T_0 окружающей среды, о чём можно судить по прекращению изменения давления. Вследствие нагнетания в сосуд некоторого количества газа, масса воздуха m_0 , занимавшего изначально весь объём V_0 сосуда, окажется в сжатом состоянии и будет теперь занимать меньший объём $V_1 < V_0$, находясь при этом под давлением $p_1 = p_0 + \Delta p_1$ (где Δp_1 – разность давлений воздуха внутри сосуда и с наружи) при температуре окружающей среды T_0 .

Второе состояние: открывают клапан «КЗ» и позволяют газу, находящемуся в баллоне под повышенным давлением, как можно быстрее расширяться до давления, равного атмосферному, после чего клапан «КЗ» тут же закрывают. На этом этапе эксперимента происходит следующее. При расширении воздуха его температура понижается. Поскольку процесс расширения газа протекает очень быстро, то температура внутри баллона не успевает выровняться с температурой



воздуха в комнате. Поэтому такой процесс можно считать протекающим практически без теплообмена с окружающей средой, т.е. адиабатическим.

Поэтому к моменту расширения газа до атмосферного давления p_0 его температура T_2 оказывается несколько ниже комнатной температуры T_0 ($T_2 < T_0$), объем воздуха массой m_0 несколько возрастет до величины $V_2 < V_0$.

Третье состояние. По истечении некоторого промежутка времени газ в баллоне вследствие теплообмена с окружающей средой нагреется до комнатной температуры T_0 , в результате чего его давление возрастет до некоторой величины $p_2 = p_0 + \Delta p_2$ (где Δp_2 – разность давлений воздуха внутри сосуда и с наружи). Объем воздуха массой m_0 останется прежним.

Ниже в таблице сведены воедино параметры газа в каждом из трех описанных состояний.

Параметр системы	Первое состояние	Второе состояние	Третье состояние
Давление	$p_1 = p_0 + \Delta p_1$	p_0	$p_2 = p_0 + \Delta p_2$
Температура	T_0	$T_2 < T_0$	T_0
Объем	$V_1 < V_0$	$V_1 < V_2 < V_0$	$V_3 = V_2$

Адиабатический процесс перехода газа из *первого* состояния во *второе* может быть описан уравнением Пуассона:

$$\frac{p_0^{\gamma-1}}{T_0^\gamma} = \frac{p_2^{\gamma-1}}{T_2^\gamma}. \quad (12)$$

Поскольку переход газа из *второго* состояния в *третье* происходит изохорически (см. таблицу), то этот процесс может быть описан законом Шарля:

$$\frac{p_0}{T_2} = \frac{p_2}{T_0}. \quad (13)$$

Решая совместно уравнения (12) и (13), получаем:

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^\gamma = \frac{p_1}{p_0}. \quad (14)$$

Логарифмируя выражение (14), получаем формулу для расчета показателя адиабаты:

$$\gamma = \frac{\lg p_1 - \lg p_0}{\lg p_1 - \lg p_2}. \quad (15)$$

раскладывая выражение (15) в ряд Тейлора и ограничиваясь его первыми двумя членами, а так же учитывая, что $p_1 = p_0 + \Delta p_1$ и $p_2 = p_0 + \Delta p_2$, получаем:

$$\gamma = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}. \quad (16)$$

Измерения и обработка результатов

1. Закрывать штуцер ШЗ заглушкой.
2. Закрывать кран К2.
3. Подключить грушу-помпу к штуцеру Ш1.
4. Открыть кран К3 и убедиться, что давление в баллоне равно атмосферному (стрелка манометра должна стоять на отметке «0»).
5. Накачать в баллон воздух до избыточного давления Δp_1 , после чего закрыть кран К1. Подождать 1-2 минуты, пока установится температура воздуха, и давление перестанет изменяться. Если необходимо, аккуратно довести давление до заданного значения, слегка приоткрывая кран К2 или накачивая воздух грушей. Полученное значение записать в таблицу 1 отчета.
6. На короткое время с открытым краном К3 баллона (опустить вниз педаль до упора) и снова закрыть его (отпустить педаль) сразу после прекращения шипения выходящего из сосуда воздуха. На этом этапе эксперимента следует помнить, что точность измерений во многом зависит именно от времени истечения воздуха при открытом клапане. Этот процесс должен длиться ровно столько времени, сколько необходимо для выравнивания давления воздуха внутри сосуда с давлением

атмосферным при соблюдении условия адиабатичности процесса. Этому состоянию будет соответствовать прекращение шипения выходящего через кран КЗ воздуха. Подождать 1-2 минуты до установления температуры и давления в баллоне. Записать установившееся избыточное давление Δp_2 в таблицу 1 отчета.

7. Повторить опыт ещё 19 раз, нагнетая каждый раз в баллон воздух до разного избыточного давления Δp_1 .
8. Определить показатель адиабаты по формуле (16).
9. Сравнить полученный результат с теоретическим.
10. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Теплоёмкость тела, удельная и молярная теплоёмкости.
2. Теплоёмкость газа при изохорическом нагревании.
3. Теплоёмкость газа при изобарическом нагревании.
4. Какой процесс называется адиабатическим? Приведите примеры адиабатных процессов.
5. Запишите уравнение Пуассона.
6. Почему при адиабатном расширении температура газа падает, а при сжатии возрастает?
7. В чем суть способа определения показателя адиабаты методом адиабатического расширения (Клемана-Дезорма)?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ ВОЗДУХА МЕТОДОМ ИСТЕЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР

Цель работы: изучение внутреннего трения как одного из явлений переноса в газах, определение коэффициента динамической вязкости воздуха методом истечения через капилляр.

Оборудование и материалы: лабораторный комплекс ЛКТ-9, принадлежности комплекса.

Теоретическая часть

Вязкостью среды называются явления, порождаемые движением друг относительно друга различных слоёв этой среды или движением в среде инородных тел. Вязкостью обладают только газы и жидкости (иногда говорят о бесконечно большой вязкости аморфных тел). Поскольку наиболее наглядно эти свойства проявляются у жидкостей (достаточно сравнить текучесть, например, воды и мёда), то далее речь пойдёт именно о жидкостях, но всё сказанное в полной мере относится и к газам.

Количественно описать вязкие свойства жидкостей можно, если рассматривать поток жидкости внутри, например, цилиндрической трубы. Для этого мысленно разобьём всю толщину текущей по трубе жидкости на множество тончайших слоёв (толщиной порядка диаметра одной молекулы и отстоящие друг от друга на величину средней длины свободного пробега). До тех пор, пока жидкость покоилась, её молекулы участвовали только в броуновском движении, обладая скоростями $\vec{v}$ беспорядочного движения. С появлением по какой-либо причине на концах трубы некоторого перепада давлений, жидкость приходит в направленное движение. Это означает, что на скорость $\vec{v}$ беспорядочного движения теперь накладывается некоторая переносная скорость u , направленная параллельно оси трубы в сторону наименьшего давления. Это никоим образом не сказывается на характере беспорядочного движения молекул. Частицы жидкости продолжают совершать броуновское движение, как если бы жидкость покоилась. Только теперь молекулы каждого слоя направленно движущейся жидкости обладают, помимо скорости $\vec{v}$ беспорядочного движения, ещё и скоростью u направленного движения. Будем считать, что сила трения между поверхностью трубы и прилегающим к ней слоем жидкости велика настолько, что этот слой как бы «прилипает» к стенке трубы и, следовательно, покоится. Сила же трения между последующими слоями жидкости, контактирующими уже не с твёрдой и шероховатой поверхностью трубы, а с другими слоями этой же жидкости, будет меньше и эти слои будут обладать некоторыми отличными от нуля скоростями направленного движения u_1, u_2, u_3 и т. д., причём $u_1 < u_2 < u_3$. Молекулы слоя, равноудалённого от стенок трубы, будут обладать наибольшей скоростью направленного движения u_{max} . Из эксперимента известно, что скорости таких слоёв распределены вдоль направления Z , перпендикулярного оси трубы, по параболическому закону (рис. 1). Стрелками на рис. 1 обозначены вектора скоростей направленного движения различных слоёв жидкости.

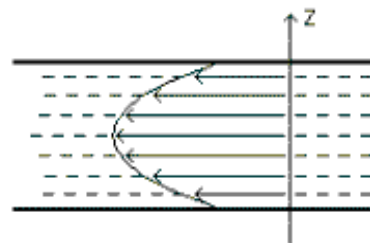


Рис. 1

Механизм такого распределения скоростей состоит в том, что два смежных слоя (назовём их «быстрый» и «медленный»), благодаря броуновскому движению, имеют возможность обмениваться молекулами друг друга, приобретая и теряя, тем самым, определённую долю количества движения. Кроме того, ввиду изотропности пространства, можно полагать, что число молекул N , попавших в единицу времени из быстрого слоя в медленный, равно числу молекул, попавших за тот же отрезок времени из медленного слоя в быстрый. Так для двух смежных слоёв можно написать:

$$\begin{aligned} L_M &= N m u_B \\ L_B &= -N m u_M, \end{aligned} \quad (1)$$

где L_M – импульс, полученный в единицу времени медленным слоем при переходе в него N молекул из соседнего быстрого слоя, L_B – импульс, потерянный (знак «–» в правой части равенства) в единицу времени быстрым слоем при переходе в него N молекул из соседнего медленного слоя, m – масса одной молекулы жидкости, u_M и u_B – скорости направленного

движения медленного и быстрого слоёв. Таким образом, медленный слой пополняется молекулами быстрого слоя, а быстрый – молекулами медленного. В результате быстрый слой ускоряет медленный, а медленный – замедляет быстрый. Из опыта известно, что величина импульса L , переносимого в единицу времени через площадку dS , параллельную оси трубы, может быть определена формулой:

$$L = -\eta \frac{du}{dz} dS, \quad (2)$$

где η – коэффициент динамической вязкости, зависящий от температуры и природы жидкости, du/dz – изменение скорости направленного движения молекул, приходящееся на единицу длины в направлении быстрейшего изменения скорости (градиент скорости), dS – элементарная площадь трущихся слоёв.

Величина L в выражении (2) представляет собой изменение импульса площадки dS данного слоя жидкости в единицу времени, т.е. силу. Поэтому последнее выражение можно переписать в виде:

$$F = -\eta \frac{du}{dz} dS. \quad (3)$$

Выражение (3) называется *формулой Ньютона*. Здесь сила F представляет собой силу трения между соседними слоями жидкости. Поскольку эта сила действует внутри сплошной и вязкой среды, то её также называют силой внутреннего трения или силой вязкого трения. Знак «–» в выражении (3) означает, что сила вязкого трения направлена в сторону, противоположную направлению скорости u . Из формулы Ньютона следует:

$$\eta = \frac{F}{\frac{du}{dz} \cdot dS}. \quad (4)$$

Это означает, что коэффициент динамической вязкости численно равен силе вязкого трения, возникающей между трущимися слоями единичной площади при градиенте скорости, равном 1 с^{-1} . Единицей измерения коэффициента динамической вязкости является $\text{Па} \cdot \text{с}$ (в системе СИ) или $\text{Дин} \cdot \text{с}/\text{см}^2$ (в системе СГС). Последняя единица измерения называется *пуаз*:

$$1 \text{ пуаз} = 1 \text{ Дин} \cdot \text{с}/\text{см}^2$$

Помимо коэффициента динамической вязкости часто используют коэффициент кинематической вязкости, равный отношению коэффициента динамической вязкости к плотности жидкости:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}. \quad (5)$$

Единицей измерения коэффициента кинематической вязкости является $\text{м}^2/\text{с}$ (в системе СИ) или $\text{см}^2/\text{с}$ (в системе СГС). Последняя единица измерения называется *стокс*:

$$1 \text{ стокс} = 1 \text{ см}^2/\text{с}.$$

Величина коэффициента динамической вязкости зависит от температуры и природы жидкости. Получить формулу, отражающую характер этой зависимости можно, если рассмотреть три смежных слоя движущейся жидкости с монотонно убывающими вдоль оси Z скоростями (рис. 2). Пусть расстояние между этими слоями равно длине свободного пробега λ молекул. В результате наличия броуновской составляющей скорости $\bar{v}$ слой 3 каждую секунду получает от соседних слоёв 1 и 2 некоторый суммарный импульс:

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2,$$

где $\vec{L}_1$ и $\vec{L}_2$ – потоки импульса от слоёв 1 и 2 к слою 3.

Перепиывая последнее выражение в скалярной форме и учитывая, что $L_1 = -Nmu_1$ и $L_2 = Nmu_2$, получаем:

$$L = L_2 - L_1 = Nm(u_2 - u_1). \quad (6)$$

где u_1 и u_2 – скорости направленного движения молекул слоёв 1 и 2, N – число молекул, попавших на единичную площадку слоя 3 за одну секунду из каждого слоя 1 и 2.

Поскольку

$$N = \frac{1}{6} n\bar{v},$$

где n – число молекул жидкости в единице объёма (концентрация), а $\bar{v}$ – средняя скорость броуновского движения жидкости, то:

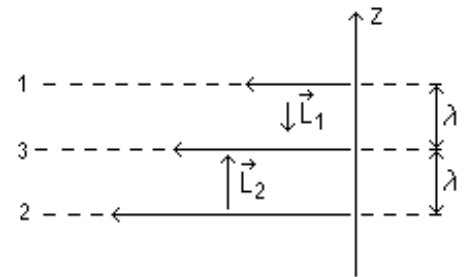


Рис. 2

$$L = \frac{1}{6} n \bar{v} m (u_2 - u_1). \quad (7)$$

Величина $u_2 - u_1$ представляет собой изменение скорости направленного движения вдоль оси Z , приходящееся на расстояние между слоями 1 и 2, т.е. на расстояние 2λ . Следовательно, эта разность может быть представлена в виде произведения расстояния между слоями 1 и 2 на изменение скорости u в направлении оси Z , приходящееся на единицу длины, т.е. на градиент du/dz скорости направленного движения u :

$$u_1 - u_2 = -2\lambda \frac{du}{dz}. \quad (8)$$

Знак минус в этой формуле означает, что скорость направленного движения жидкости в вдоль оси Z убывает.

Подставляя (8) в (7), получаем:

$$L = -\frac{1}{3} n \bar{v} m \lambda \frac{du}{dz}. \quad (9)$$

Сравнивая выражение (9) с выражением (2) и полагая $dS = 1$, приходим к выводу:

$$\eta = \frac{1}{3} n \bar{v} m \lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda, \quad (10)$$

где $\rho = nm$ – масса единицы объёма жидкости (плотность).

Анализ уравнения (10) приводит к следующим интересным выводам. Так как $\lambda \sim 1/\rho$, то произведение $\rho\lambda$, а, значит, и коэффициент динамической вязкости η , не зависит от плотности газа ρ (закон Максвелла). Однако величина $\rho\lambda$ является функцией эффективного диаметра молекул, а, следовательно, и температуры газа: чем выше температура, тем больше $\rho\lambda$. Кроме того, скорость $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. Таким образом, коэффициент динамической вязкости газов с ростом температуры возрастает несколько быстрее, чем $\sqrt{T}$ и не зависит от плотности газа. В жидкостях молекулярный механизм внутреннего трения иной, чем в газах. Поэтому коэффициент динамической вязкости жидкостей с ростом температуры быстро убывает примерно как $1/T^3$. Более точно зависимость $\eta = f(T)$ даётся уравнением Френкеля-Андраде:

$$\eta = C \exp\left(\frac{\omega}{kT}\right),$$

где ω – энергия, необходимая для скачка молекулы (энергия активации). Величина коэффициента пропорциональности C зависит от дальности скачка, частоты колебаний молекул и температуры жидкости. Согласно закону Френкеля-Андраде с ростом температуры вязкость жидкости быстро уменьшается. Так, вязкость воды при изменении температуры от 0 °С до 100 °С уменьшается от $1,8 \cdot 10^{-3}$ до $2,8 \cdot 10^{-4}$ кг/м · с.

Качественно отличие характера температурной зависимости η газов и жидкостей качественно может быть описано следующим образом. С ростом температуры кинетическая и потенциальная энергии молекул жидкости возрастают. Рост кинетической энергии приводит к возрастанию скорости обмена слоёв газа молекулами (медленный слой активнее тормозит быстрый, а быстрый слой – активнее ускоряет медленный). Понятно, что такой механизм должен стремиться увеличить коэффициент вязкости. Но рост потенциальной энергии приводит к увеличению расстояния между смежными слоями текущей жидкости, в результате чего взаимный обмен слоёв молекулами затрудняется (медленный слой менее активно тормозит быстрый, а быстрый слой – менее активно ускоряет медленный). Это приводит к уменьшению коэффициента вязкости жидкости с ростом её температуры. При этом вклад потенциальной энергии в температурную зависимость коэффициента вязкости оказывается сильнее, чем вклад кинетической энергии. Поэтому с ростом температуры коэффициент динамической вязкости жидкостей уменьшается.

Идеальный газ представляет собой набор частиц, обладающих только кинетической энергией. Поэтому, как следует из выше сказанного, коэффициент динамической вязкости газа с ростом температуры возрастает.

Элементы вискозиметрии и формула Гагена–Пуазейля

Приборы, позволяющие производить измерения коэффициента вязкости жидкостей, называются вискозиметрами. По своей конструкции и принципу действия вискозиметры очень сильно отличаются друг от друга. Принцип действия таких приборов может основываться, например, на исследовании затухающих колебаний диска или цилиндра в исследуемой среде, измерении скорости движения исследуемой жидкости по капилляру, измерении скорости падения

твёрдого тела (обычно металлического шарика) в исследуемой среде, и т. д.. В данной работе речь идёт об измерении коэффициента вязкости газа (воздуха) путём измерения скорости его протекания по капилляру длиной l и радиусом r . Эта скорость зависит от коэффициента вязкости среды и определяется эмпирическим законом Гагена–Пуазейля:

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8 \eta l}, \quad (11)$$

Формула (11) позволяет определять объём V жидкости или газа, протекшего через сечение капилляра радиусом r и длиной l за время τ под действием на концах капилляра разности давлений Δp . Выражая из уравнения (11) коэффициент вязкости η , получаем:

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8 V l}. \quad (12)$$

При анализе формулы (12) следует понимать, что она не отражает физического смысла коэффициента вязкости, величина которого, разумеется, никаким образом не зависит ни от геометрических размеров капилляра, ни от величины перепада давлений на его концах, ни от времени протекания жидкости. Это лишь эмпирическая формула, применимая к данному методу измерения данной физической величины. Физический же смысл коэффициента вязкости следует искать в формуле (10), краткий анализ которой был дан выше.

Следует также отметить, что формула Гагена–Пуазейля справедлива только для ламинарного характера движения жидкости. Ламинарным (спокойным) течением называется такое движение жидкости, при котором все её слои остаются параллельными друг другу. Если же слои движущейся жидкости переплетаются между собой, образуя вихри, то такое движение называется турбулентным и в этом случае формула Гагена–Пуазейля не работает. Ламинарным течение становится либо при малых скоростях u направленного движения (по сравнению со средней скоростью $\bar{v}$ теплового движения) либо когда жидкость или газ текут по каналу радиусом, много меньшим длины свободного пробега λ молекул:

$$\left. \begin{array}{l} u \ll \bar{v} \\ r \ll \lambda \end{array} \right\} - \text{условие ламинарного характера течения.}$$

Поэтому в природе ламинарное движение встречается довольно редко (в любой, даже в относительно спокойной, реке, весеннем ручейке и т.д. легко заметить закручивающиеся потоки воды). Однако, в соответствии с выше сказанным, ламинарный характер течения можно обеспечить, заставив жидкость или газ протекать по очень узкой трубе (капилляру) с очень малой скоростью (под действием небольшой разности давлений на концах капилляра). Математически характер течения по трубе описывается числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho u r}{\eta}, \quad (13)$$

где ρ и η – плотность и динамическая вязкость жидкости или газа, текущих со скоростью u по трубе радиусом r . Подставляя в выражение (13) формулу (10), получаем:

$$Re = \frac{1}{3} \frac{u r}{\bar{v} \lambda} \approx \frac{u r}{\bar{v} \lambda}. \quad (14)$$

Число Рейнольдса является безразмерной величиной, позволяющей судить о том, насколько течение жидкости или газа по трубе радиусом r близко к ламинарному или турбулентному: при $Re < 1000$ течение можно считать ламинарным, а при $Re > 1000$ – турбулентным. Согласно (14), для того, чтобы течение жидкости стало ламинарным ($Re < 1000$), необходимо, чтобы хотя бы один из сомножителей (14) был достаточно мал:

- либо скорость u течения мала по сравнению со средней скоростью $\bar{v}$ теплового движения молекул ($u \ll \bar{v}$),
- либо радиус r трубы мал по сравнению со средней длиной свободного пробега λ молекул ($r \ll \lambda$).

Экспериментальная установка

Лабораторная работа выполняется на базе лабораторного комплекса ЛКТ-9

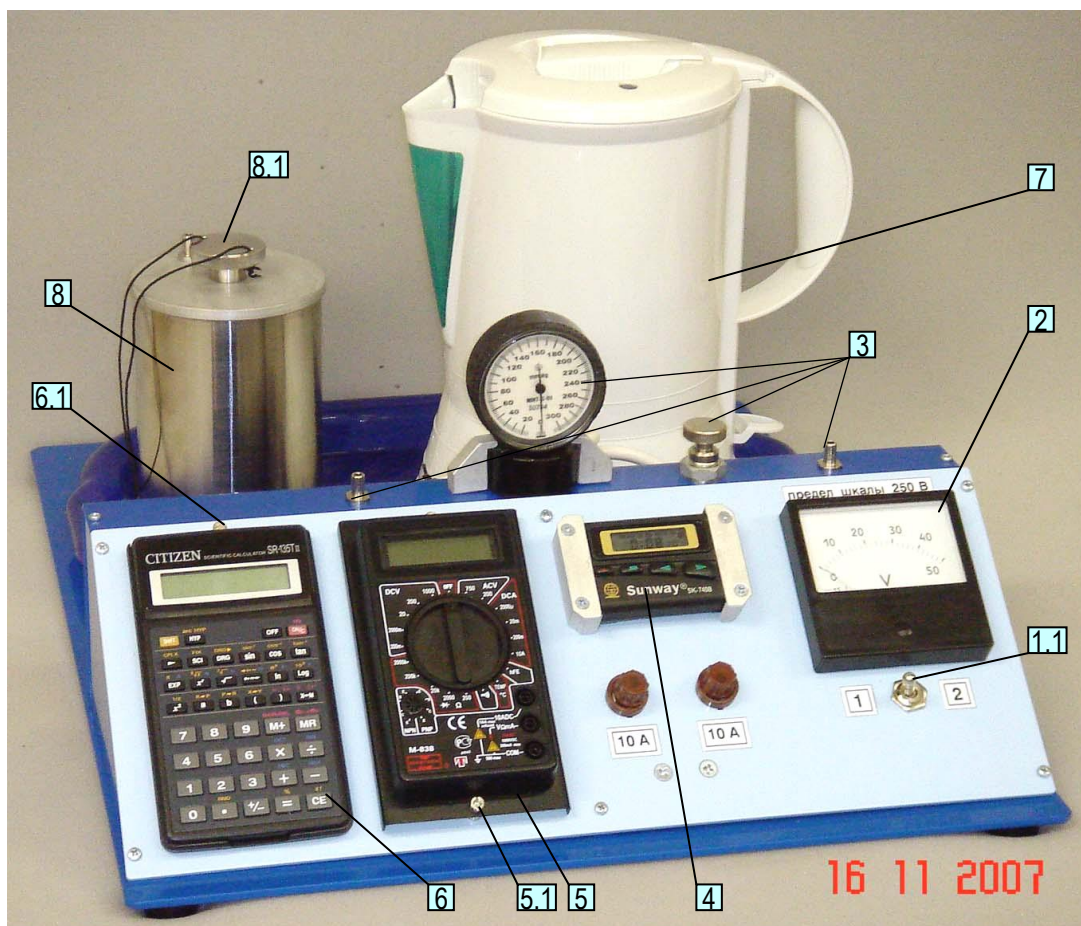


Рис.3. Комплекс ЛКТ-9

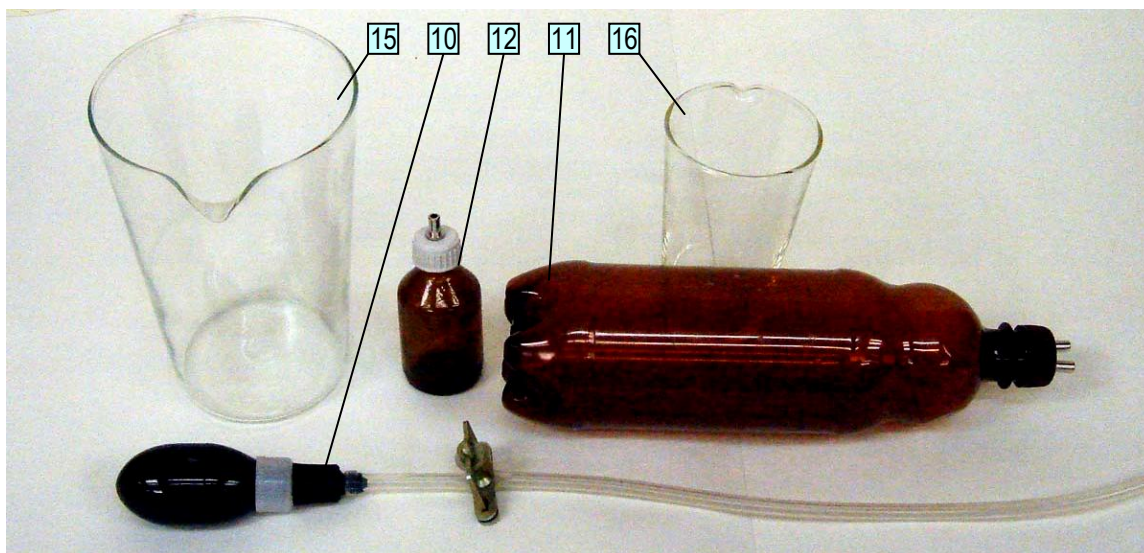


Рис.4. Принадлежности комплекса ЛКТ-9

Номера позиций соответствуют номерам перечня состава ЛКТ-9.

1. Основание с электропитанием и тумблером переключения мощности
2. Вольтметр стрелочный сетевой (предел шкалы 250 В)
3. Пневмосистема (манометр на 300 мм.рт.ст., кран-зажим и два штуцера)
4. Секундомер с разрешением 0,01 с
5. Мультиметр M838
6. Калькулятор инженерный
7. Чайник электрический, $R = 24,9 \text{ Ом}$
8. Баллон стальной 0,72 л с штуцером

9. Дроссель-капилляр ($d=0,34$ мм, $L=26,0$ мм)
10. Груша-помпа с шлангом и винтовым зажимом
11. Баллон пластмассовый ____ л с двумя штуцерами
12. Флакон 68 мл с штуцером
13. Термопара к мультиметру
14. Кабели к мультиметру, черный и красный
15. Мензурка мерная 1000 мл
16. Мензурка мерная 250 мл

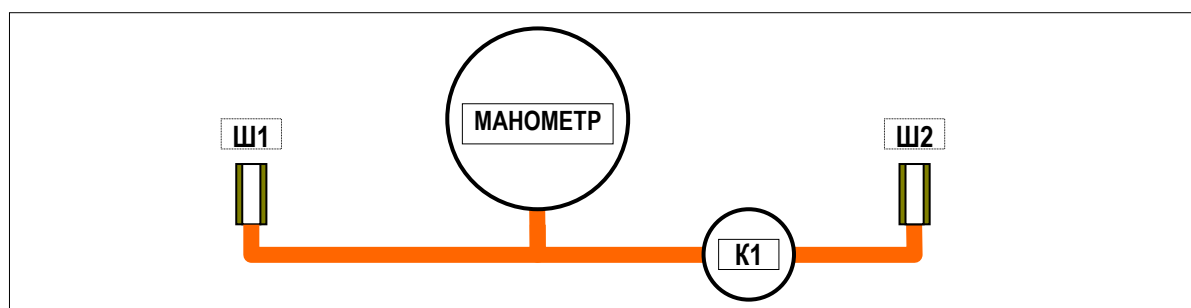
Общий вид комплекса ЛКТ-9 приведен на рис.3, принадлежности показаны на рис.4.

Основной элемент комплекса - электрочайник 8, используемый в качестве водяной бани, нагревателя и калориметра. Подставка чайника постоянно подключена к электрической розетке внутри пульта управления, которая через тумблер 1.1 и два предохранителя на 10А соединена с кабелем питания, заканчивающимся сетевой вилкой.

Пульт управления установкой позволяет измерять сетевое напряжение вольтметром 2, давление в исследуемом объеме – манометром пневмосистемы 3, интервалы времени – секундомером 4, температуру, сопротивление нагревателя и другие параметры - мультиметром 5.

Вольтметр всегда показывает сетевое напряжение питания установки. Тумблер 1.1 в положении «2» подключает чайник к сети напрямую, при этом мощность определяется по показаниям вольтметра и сопротивлению чайника (примерно 2 кВт). В положении «1» тумблер 1.1 подключает чайник к сети через диод, при этом мощность в 2 раза меньше (примерно 1 кВт).

Рис.5. Схема пневмосистемы



Пневмосистема (рис.5) содержит манометр на 300 мм.рт.ст., кран K1 и два штуцера, соединенные шлангами. Штуцер Ш1 подключен к манометру постоянно, штуцер Ш2 - посредством крана K1. Нормальное состояние крана – открытое (головка крана не затянута). При вращении головки крана по часовой стрелке пережимается шланг, соединяющий штуцер Ш2 с манометром.

Постоянное, а также сильное пережатие шланга краном K1 не рекомендуется, это приведет к временному слипанию стенок шланга.

Дроссель-капилляр (рис.6) содержит тонкую трубку-капилляр, вклеенную в оправу диаметром 6 мм. Для проведения опытов дроссель вставляется в шланг.



Рис.6. Дроссель-капилляр.

СЕКУНДОМЕР-ТАЙМЕР предназначен для измерения интервалов времени с разрешением 0,01 с. Управление секундомером осуществляется тремя кнопками.

Кнопка «MODE» - выбор режима работы. В режиме «СЕКУНДОМЕР» мигает надпись в верхней части дисплея.

Кнопка «ADVANCE» в режиме «СЕКУНДОМЕР» поочередно запускает и останавливает отсчет времени. Если не сбрасывать отсчеты, то происходит суммирование измеряемых интервалов времени.

Кнопка «SET», нажатая в процессе отсчета времени, фиксирует показания дисплея, но не останавливает отсчет времени. При повторном нажатии этой кнопки показания дисплея будут соответствовать продолжающемуся отсчету времени.

Кнопка «SET», нажатая при остановленном отсчете времени, сбрасывает (обнуляет) отсчет и показания дисплея.

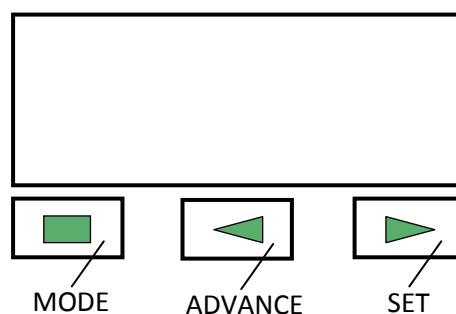


Рис.7. Управление секундомером

Накачаем в баллон объемом V_0 газ и будем «сравливать» его в атмосферу через капилляр диаметром d и длиной L . Если перепад давления P внутри сосуда и атмосферного давления P_0 мал, $(P - P_0) \ll P_0$, и течение газа в капилляре ламинарное, то расход газа определяется его вязкостью η :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\pi d^4 (P - P_0)}{128 L \eta},$$

а падение давления в баллоне описывается изотермическим процессом с убывающей массой газа:

$$\frac{dP}{dt} = - \left(\frac{P}{V} \right) \cdot \frac{dV}{dt}.$$

При небольших перепадах давления можно заменить P на среднее за время наблюдения значение $\langle P \rangle$. В результате получим

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= - \frac{P - P_0}{\tau}, \\ \tau &= \frac{128 L \eta V_0}{\pi d^4 \langle P \rangle}, \end{aligned}$$

откуда следует, что перепад давлений $\Delta P = P - P_0$ убывает по экспоненте с постоянной времени τ .

$$\Delta P = \Delta P_{нач} \cdot \exp(-t/\tau).$$

Угловой коэффициент графика зависимости $\ln(\Delta P)$ от времени даст значение τ , по которому можно найти вязкость:

$$\eta = \frac{\pi d^4 \langle P \rangle \tau}{128 L V_0}. \quad (15)$$

Если температура T газа в капилляре отличается от температуры T_0 газа в баллоне, то объем прошедшего через капилляр газа равен $V = V_0 T / T_0$, и расчетная формула для вязкости

$$\eta = \frac{\pi d^4 \langle P \rangle \tau T_0}{128 L V_0 T}. \quad (16)$$

При больших ΔP течение газа будет турбулентным. Зависимость $\ln(\Delta P)$ от времени также оказывается линейной, но с меньшим наклоном. По излому графика можно опознать изменение типа течения.

Критерием типа течения является значение числа Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho u r}{\eta},$$

где r – радиус капилляра, u – средняя скорость газа, ρ – плотность газа (при нормальных условиях $\rho_{\text{возд}} = 1,3 \text{ кг/м}^3$). Течение в трубе ламинарно при $Re < 1000$. Поскольку

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\pi r d^2}{4},$$

имеем

$$Re = \frac{\rho d^3 \Delta P}{64 L \eta^2}.$$

При $d = 0,4 \text{ мм}$ и $L = 40 \text{ мм}$ получим $Re = 1000$ при $\Delta P \sim 100 \text{ мм·Hg}$.

Критическое число Re можно рассчитать по графику зависимости $\ln(\Delta P)$ от времени, с использованием формулы:

$$Re_{\text{крит}} = \frac{\rho d^3 \Delta P_{\text{крит}}}{64 L \eta^2}. \quad (17)$$

где $\Delta P_{\text{крит}}$ – перепад давлений, соответствующий излому на графике.

Задания

Задание 1. Определение коэффициента динамической вязкости воздуха.

1. Подключите баллон с двумя штуцерами к манометру (штуцер Ш1) и к груше-помпе. Кран К1 перекройте. К штуцеру Ш2 присоедините посредством шланга дроссель-капилляр.
2. Накачайте в баллон воздух до давления 290-300 мм Hg. Подождите 1-2 минуты. При необходимости скорректируйте начальное давление (добавьте воздух грушей или стравите воздух через штуцер Ш2, слегка приоткрывая кран К1).
3. Откройте кран К1 и снимите зависимость давления в баллоне от времени. Для этого нужно:
 - при подходе давления к выбранному значению $\Delta P_{\text{нач}}$ включить секундомер кнопкой «ADVANCE»;
 - при достижении заданных значений ΔP зафиксировать показания секундомера.

Удобные значения ΔP приведены в таблице отчета.

Процедуры удобно выполнять вдвоем: один человек фиксирует и диктует показания секундомера, второй их записывает. Обратите внимание на прекращение шипения выходящего из дросселя газа при падении давления ниже некоторого уровня. Зарегистрируйте это давление.

4. Для каждого заданного ΔP провести не менее 3-х измерений времени, каждый раз повторяя действия п.п. 2-3, затем усредните.
5. Полученные значения ΔP и времени записать в таблицу 1 отчета.

Обработка результатов

1. Построить график зависимости $\ln(\Delta P)$ от времени и выделить линейные участки.
2. Определить постоянные времени как угловой коэффициент линейных участков $\tau = -1/(d(\ln \Delta P)/dt)$.
3. Определите среднее давление $\langle P \rangle$. Для этого необходимо усреднить перепады давлений и добавить атмосферное давление P в мм Hg, затем перевести в Па.
4. По значению τ для ламинарного течения определить вязкость газа по формуле (15).
5. Определить по графику $\Delta P_{\text{крит}}$ (этому значению соответствует излом на графике $\ln(\Delta P)$ от времени).
6. По формуле (17) рассчитать $Re_{\text{крит}}$.
7. Определить погрешности полученных значений вязкости воздуха и $Re_{\text{крит}}$. При 20°C вязкость воздуха 18,1 мкПа, $Re_{\text{крит}} \sim 1000$.

Контрольные задания

1. Механизмы переноса импульса и энергии в вязких средах.
2. Коэффициенты динамической и кинематической вязкости.
3. От каких параметров и как зависит величина коэффициента динамической вязкости газа?
4. В чём состоит отличие температурной зависимости коэффициента динамической вязкости жидкостей от аналогичной зависимости для газов? Как можно объяснить это различие?
5. Что такое эффективный диаметр молекул?
6. От каких параметров и как зависит средняя длина свободного пробега молекул газа?
7. Как известно воздух состоит из смеси газов. Что следует понимать под средней длиной свободного пробега?
8. Элементы вискозиметрии.
9. Формула Гагена-Пуазейля и её анализ.
10. Число Рейнольдса.

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Откройте программу «Открытая физика». Выберите «Термодинамика и молекулярная физика», «Распределение Максвелла». Нажмите кнопку с изображением страницы во внутреннем окне. Прочитайте теорию и запишите необходимое в свой конспект лабораторной работы. Закройте окно теории, нажав кнопку с крестом в правом верхнем углу внутреннего окна.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

- * Знакомство с компьютерной моделью, описывающей поведение молекул идеального газа
- * Экспериментальное подтверждение распределения Максвелла молекул идеального газа по скоростям.
- * Экспериментальное определение массы молекул в данной модели.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ:

ВЕРОЯТНОСТЬЮ P_i получения некоторого результата измерения называется предел отношения количества измерений, давших этот результат, (N_i) к полному числу измерений N , когда $N \rightarrow \infty$.

ЭЛЕМЕНТАРНОЙ вероятностью dP_v при измерении величины скорости v называется вероятность наличия скорости величиной от v до $v + dv$. Эта вероятность пропорциональна приращению скорости dv : $dP_v = F(v) dv$, где коэффициент пропорциональности $F(v)$ называется **ФУНКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ** молекул по величине скорости. Она может быть выражена через другие функции распределения

$F(v) = \varphi(v_x) \cdot \varphi(v_y) \cdot \varphi(v_z) \cdot 4\pi v^2 = f(v) \cdot 4\pi v^2$, где $\varphi(v_x)$, $\varphi(v_y)$ и $\varphi(v_z)$ - функции распределения для соответствующих проекций скоростей молекул, а $f(v)$ - их произведение.

В §98 вы можете найти вывод формул, в частности

$$F(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)} 4\pi v^2.$$

$$\text{СРЕДНЯЯ скорость } \langle v \rangle = \int_0^{\infty} v F(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

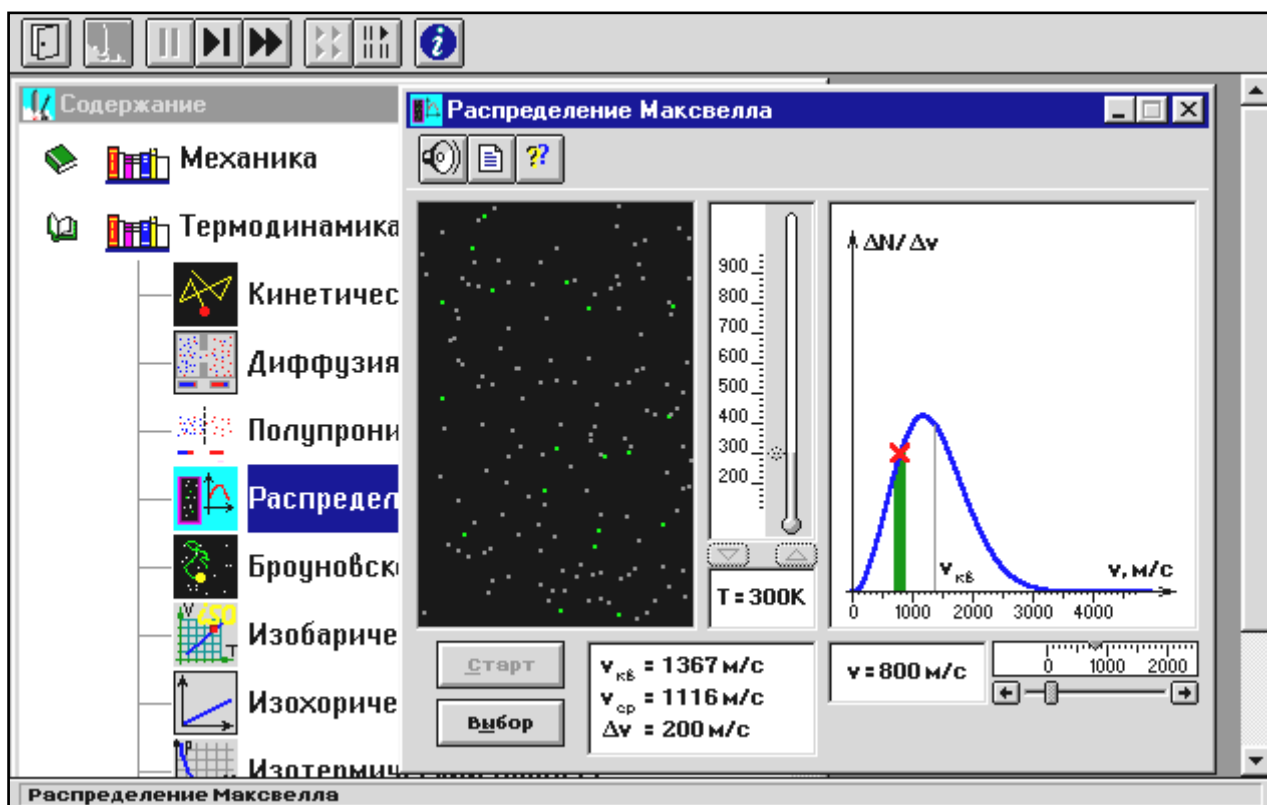
$$\text{СРЕДНЯЯ квадратичная скорость } v_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

НАИВЕРОЯТНЕЙШЕЙ называется скорость $v_{\text{ВЕР}}$, при которой $F(v)$ имеет максимум:

$$v_{\text{ВЕР}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

МЕТОДИКА и ПОРЯДОК ИЗМЕРЕНИЙ

Внимательно рассмотрите рисунок и зарисуйте необходимое в свой конспект лабораторной работы.



Внимательно рассмотрите изображение на экране монитора компьютера. Обратите внимание на систему частиц, движущихся в замкнутом объеме слева во внутреннем окне. Они абсолютно упруго сталкиваются друг с другом и со стенками сосуда. Их количество около 100 и данная система является хорошей «механической» моделью идеального газа. В процессе исследований можно останавливать движение всех молекул (при нажатии кнопки «||» вверх) и получать как бы «мгновенные фотографии», на которых выделяются более ярким свечением частицы (точки), скорости которых лежат в заданном диапазоне Δv вблизи заданной скорости v (т.е., имеющие скорости от v до $v + \Delta v$). Для продолжения наблюдения движения частиц надо нажать кнопку «▶▶». Запишите в тетрадь значение Δv , указанное на экране.

Получите у преподавателя допуск для выполнения измерений.

ИЗМЕРЕНИЯ

1. Нажмите кнопки «▶▶», «СТАРТ» и «ВЫБОР» и установите температуру T_1 , указанную в таблице 1 для вашей бригады. Запишите для нее значение наивероятнейшей скорости.
2. Установите скорость выделенной группы молекул вблизи минимального заданного в таблице 2 значения.
3. Нажмите клавишу «||» и подсчитайте на «мгновенной фотографии» количество молекул ΔN , скорости которых лежат в заданном диапазоне Δv вблизи заданной скорости молекул v (они более яркие). Результат запишите в таблицу 2.
4. Нажмите кнопку «▶▶» и через 10-20 секунд получите еще одну мгновенную фотографию (нажав кнопку «||»). Подсчитайте количество частиц с заданной скоростью. Результат запишите в табл.2.
5. Повторите еще 3 раза измерения для данной скорости и результаты запишите в табл.2.
6. Измените скорость до значения, указанного в табл.2, и сделайте по 5 измерений (как в пункте 4) для каждой скорости.
7. Установите (как в пункте 1) вторую температуру T_2 из табл.1. Запишите для нее значение наивероятнейшей скорости.
8. Повторите измерения (по пунктам 2,3,4,5), записывая результат в табл.3, аналогичную табл.2.

ТАБЛИЦА 1. Примерные значения температуры (не перерисовывать)

Бригада	1	2	3	4	5	6	7	8
T ₁	160	200	260	300	360	400	460	500
T ₂	700	740	760	800	840	860	900	960

ТАБЛИЦЫ 2,3 Результаты измерений при T = ____ К

v[км/с]=	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
ΔN ₁							
ΔN ₂							
ΔN ₃							
ΔN ₄							
ΔN ₅							
ΔN _{ср}							

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ И ОФОРМЛЕНИЕ ОТЧЕТА:

Вычислите и запишите в таблицы средние значения количества частиц ΔN_{ср}, скорости которых лежат в данном диапазоне от v до v+Δv.

Постройте на одном рисунке графики экспериментальных и теоретических зависимостей ΔN_{ср}(v). Теоретические зависимости можно срисовать с экрана монитора компьютера, подобрав соответствующий масштаб по вертикальной оси ординат.

Для каждой температуры определите экспериментальное значение наивероятнейшей скорости молекул v_{веп}.

Постройте график зависимости квадрата наивероятнейшей скорости от температуры v_{веп}²(T).

По данному графику определите значение массы молекулы

$$m = 2k \frac{\Delta(T)}{\Delta(v_{\text{веп}}^2)}.$$

Подберите газ, масса молекулы которого достаточно близка к измеренной массе молекулы. Запишите ответы и проанализируйте ответы и графики.

Табличные значения

Газ	Водород	Гелий	Неон	Азот	Кислород
Масса молекулы 10 ⁻²⁷ кг	3.32	6.64	33.2	46.5	53.12

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение вероятности получения некоторого результата измерения.
2. Дайте определение элементарной вероятности при измерении величины скорости.
3. Что такое функция распределения?
4. Как связаны функции распределения величины и проекции скорости?
5. Каковы особенности графика функции распределения величины скорости молекул идеального газа?
6. Как вычисляется среднее значение некоторой физической величины A, если известна ее функция распределения f(A)?
7. Напишите формулу для вычисления среднего значения скорости молекул.
8. Напишите формулу для вычисления средней квадратичной скорости молекул.
9. Напишите условие для вычисления наивероятнейшей скорости молекул.
10. Напишите выражение для средней скорости молекул идеального газа.
11. Напишите выражение для средней квадратичной скорости молекул идеального газа.
12. Напишите выражение для наивероятнейшей скорости молекул идеального газа.
13. Вычислите на сколько процентов отличаются средняя и средняя квадратичная скорости молекул идеального газа.
14. Вычислите на сколько процентов отличаются средняя и наивероятнейшая скорости молекул идеального газа.

ИЗУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА. ПРОВЕРКА ЗАКОНА БОЙЛЯ-МАРИОТТА.

Цель работы: проверка закона Бойля-Мариотта, определение неизвестного объема сосуда.

Оборудование и материалы: лабораторный комплекс ЛКТ-9, принадлежности комплекса.

Краткая теория

С помощью уравнения состояния идеального газа можно исследовать процессы, при которых сохраняются постоянными масса газа и один из его макроскопических параметров.

Газовыми законами называются законы, определяющие количественную зависимость между двумя макроскопическими параметрами газа данной массы ($m = \text{const}$).

Изопроцессами (греч.: izos – «равный») называются процессы, протекающие в газах данной массы.

Закон Бойля-Мариотта

Этот закон был определен в 1662 году английским физиком Робертом Бойлем (1627-1691) и в 1676 году французским физиком Эдом Мариоттом (1620-1684).

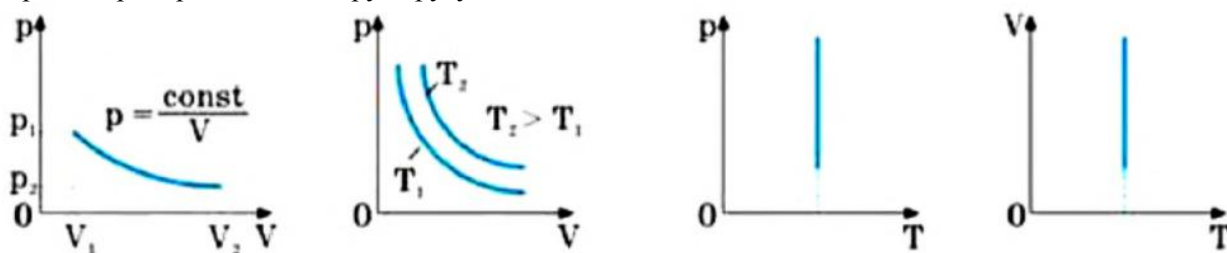
Для данной массы газа при неизменной температуре произведение давления газа на его объем постоянно ($T = \text{const}$, $m = \text{const}$)

$$pV = \frac{m}{M}RT = \text{const}$$

Для данной массы газа при неизменной температуре произведение давления начального состояния p_1 на его первоначальный объем V_1 равно произведению значений этих параметров p_2 и V_2 произвольного состояния:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$$

Изотермическим называется процесс изменения состояния данной массы идеального газа при постоянной температуре ($T = \text{const}$). В изотермическом процессе давление газа и его объем обратно пропорциональны друг другу.



Закон Гей-Люссака

Этот закон был экспериментально установлен в 1802 году французским физиком Джозефом Луи Гей-Люссаком (1778-1850).

Для данной массы газа при неизменном давлении отношение объема газа к его абсолютной температуре постоянно ($p = \text{const}$, $m = \text{const}$)

$$\frac{V}{T} = \frac{mR}{M} \cdot \frac{1}{p} = \text{const}$$

При неизменном давлении отношение первоначального объема газа V_1 к его первоначальной температуре T_1 равно отношению параметров V_2 к T_2 в произвольном состоянии:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

Закон Гей-Люссака можно выразить и так:

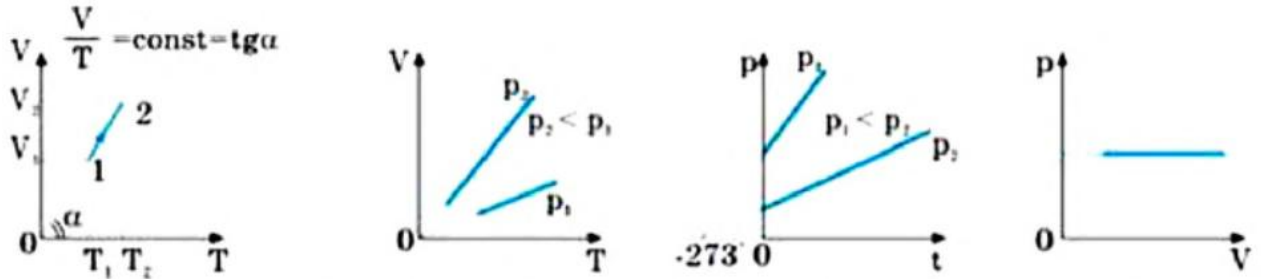
Для данной массы идеального газа при неизменном давлении относительное изменение объема прямо пропорционально изменению температуры:

$$\frac{V - V_0}{V_0} = \alpha(t - t_0), \quad t_0 = 0 \Rightarrow V = V_0(1 + \alpha t)$$

где V_0 – объем идеального газа при постоянном давлении при температуре 0°C , V – объем конечного состояния, α – коэффициент объемного расширения. Опыты показывают, что при нагревании любого разреженного газа на 1 K (1°C), при постоянном давлении, его объем увеличивается приблизительно на $\frac{1}{273}$ часть объема первоначального состояния:

$$\alpha = \frac{V_{100} - V_0}{100^\circ\text{C} \cdot V_0} \approx \frac{1}{273} ^\circ\text{C}^{-1} = \frac{1}{273} \text{K}^{-1}$$

Изобарным называют процесс изменения состояния данной массы идеального газа при постоянном давлении. При изобарном процессе объем данной массы газа прямо пропорционален его температуре.



Закон Шарля

Этот закон экспериментально определил в 1787 году французский физик Шарль Жак Александр Сезар (1746-1823):

Для данной массы газа при постоянном объеме отношение давления газа к его абсолютной температуре остается неизменным ($V=\text{const}$, $m=\text{const}$)

$$\frac{p}{T} = \frac{mR}{M} \cdot \frac{1}{V} = \text{const}$$

Отношение первоначального давления p_1 газа к его температуре T_1 равно отношению параметров p_2 и T_2 в произвольном состоянии:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$$

Закон Шарля можно выразить и так:

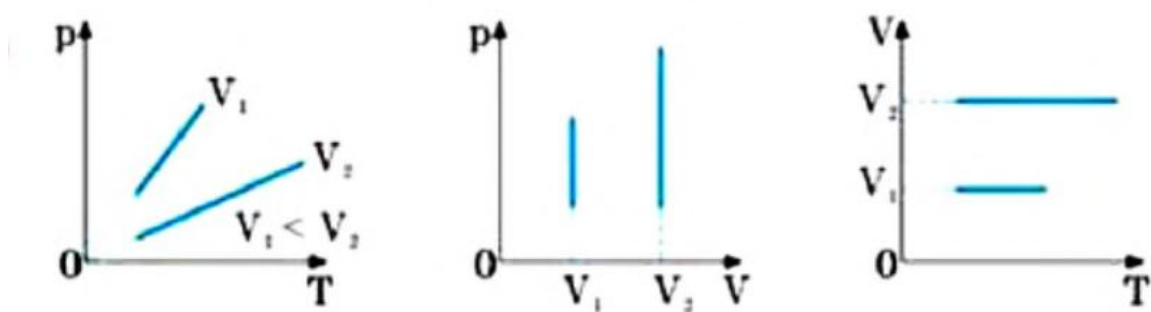
Для данной массы идеального газа при неизменном объеме относительное изменение давления прямо пропорционально изменению температуры:

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \beta(t - t_0), \quad t_0 = 0 \Rightarrow p = p_0(1 + \beta t)$$

где p_0 – давление начального состояния идеального газа (при температуре t_0), p – давление конечного состояния (при температуре t), β – коэффициент изменения давления. Из опытов было определено, что при нагревании любого разреженного газа на 1 K (1°C), при постоянном объеме, его давление увеличивается приблизительно на $\frac{1}{273}$ часть давления первоначального состояния:

$$\alpha = \frac{p_{100} - p_0}{100^\circ\text{C} \cdot p_0} \approx \frac{1}{273} ^\circ\text{C}^{-1} = \frac{1}{273} \text{K}^{-1}$$

Изохорным называется процесс изменения состояния данной массы идеального газа при постоянном объеме. При изохорном процессе давление данной массы газа прямо пропорционально его температуре.



Закон Дальтона

Этот закон в 1801 году установил английский исследователь Джон Дальтон (1766-1844):

Давление смеси химически не взаимодействующих идеальных газов равно сумме парциальных давлений этих газов:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots p_n$$

Парциальное давление – это давление отдельно взятого газа из газовой смеси.

Закон Авогадро

Этот закон, как предположение, был выдвинут в 1811 году итальянским физиком Амедео Авогадро (1776-1856). В последующем это предположение было подтверждено многочисленными опытами.

В равных объемах различных газов, взятых при одинаковых температурах и давлении, содержится одинаковое число молекул. Например, число молекул в 1 моле произвольного газа равно: $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$. При нормальных условиях объём 1 моля газа равен 22,4 л (л/моль). Этот объём называют молярным объёмом идеального газа.

Экспериментальная установка

Лабораторная работа выполняется на базе лабораторного комплекса ЛКТ-9.



Рис.1. Комплекс ЛКТ-9

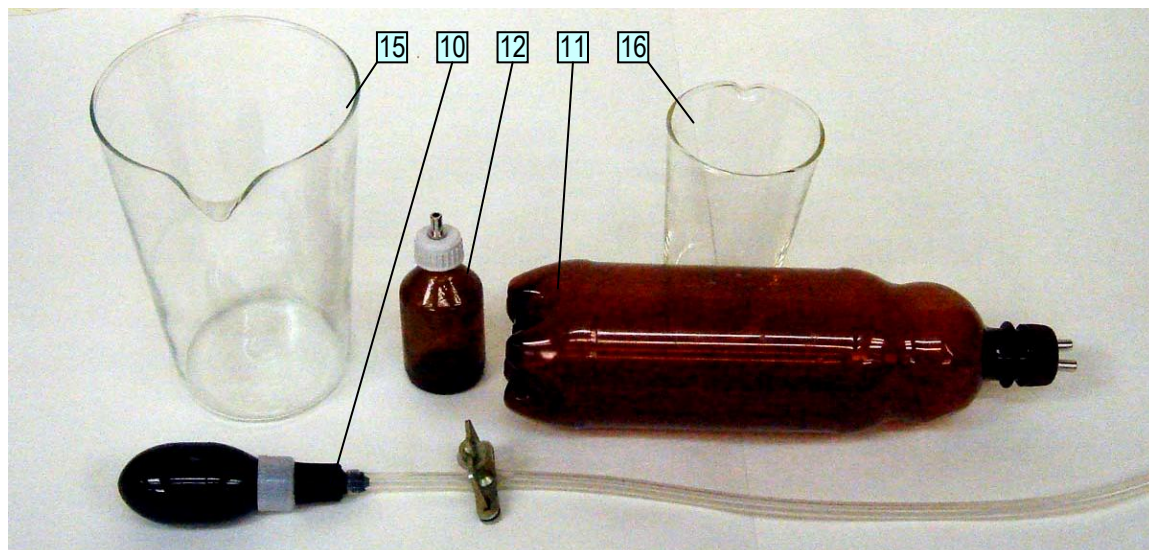


Рис.2. Принадлежности комплекса ЛКТ-9

Номера позиций соответствуют номерам перечня состава ЛКТ-9.

1. Основание с электропитанием и тумблером переключения мощности
2. Вольтметр стрелочный сетевой (предел шкалы 250 В)
3. Пневмосистема (манометр на 300 мм.рт.ст., кран-зажим и два штуцера)
4. Секундомер с разрешением 0,01 с
5. Мультиметр М838
6. Калькулятор инженерный
7. Чайник электрический, $R = 24,9 \text{ Ом}$
8. Баллон стальной 0,72 л с штуцером
9. Дроссель-капилляр ($d=0,34 \text{ мм}$, $L=26,0 \text{ мм}$)
10. Груша-помпа с шлангом и винтовым зажимом
11. Баллон пластмассовый 1,060 л с двумя штуцерами и баллон ____ л
12. Флакон 68 мл с штуцером
13. Термопара к мультиметру
14. Кабели к мультиметру, черный и красный
15. Мензурка мерная 1000 мл
16. Мензурка мерная 250 мл

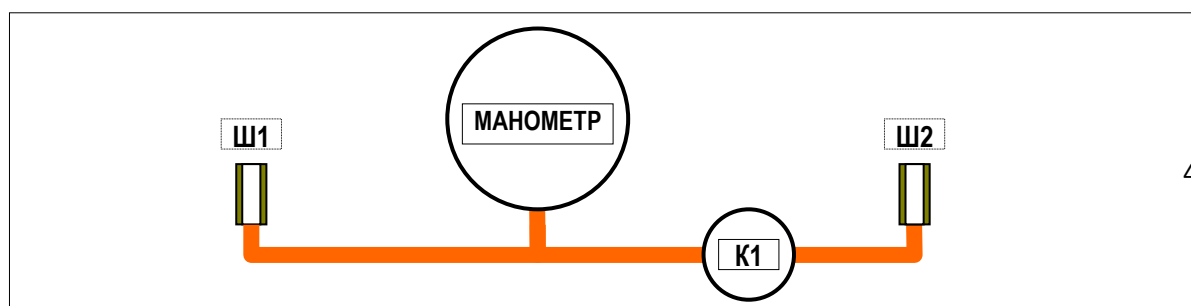
Общий вид комплекса ЛКТ-9 приведен на рис.1, принадлежности показаны на рис.2.

Основной элемент комплекса - электрочайник 8, используемый в качестве водяной бани, нагревателя и калориметра. Подставка чайника постоянно подключена к электрической розетке внутри пульта управления, которая через тумблер 1.1 и два предохранителя на 10А соединена с кабелем питания, заканчивающимся сетевой вилкой.

Пульт управления установкой позволяет измерять сетевое напряжение вольтметром 2, давление в исследуемом объеме - манометром пневмосистемы 3, интервалы времени - секундомером 4, температуру, сопротивление нагревателя и другие параметры - мультиметром 5.

Вольтметр всегда показывает сетевое напряжение питания установки. Тумблер 1.1 в положении «2» подключает чайник к сети напрямую, при этом мощность определяется по показаниям вольтметра и сопротивлению чайника (примерно 2 кВт). В положении «1» тумблер 1.1 подключает чайник к сети через диод, при этом мощность в 2 раза меньше (примерно 1 кВт).

Рис.3. Схема пневмосистемы



Пневмосистема (рис.3) содержит манометр на 300 мм.рт.ст., кран К1 и два штуцера, соединенные шлангами. Штуцер Ш1 подключен к манометру постоянно, штуцер Ш2 - посредством крана К1. Нормальное состояние крана – открытое (головка крана не затянута). При вращении головки крана по часовой стрелке пережимается шланг, соединяющий штуцер Ш2 с манометром.

Постоянное, а также сильное пережатие шланга краном К1 не рекомендуется, это приведет к временному слипанию стенок шланга.

Методика проведения эксперимента

Если сосуд объемом V_1 , в котором находится газ под давлением P_1 , соединить с сосудом объемом V_2 с газом под давлением P_2 , то при одинаковой и постоянной температуре сосудов установившееся в них давление равно

$$P = (P_1V_1 + P_2V_2)/(V_1 + V_2), \quad (1)$$

а приращение давления в первом сосуде

$$P - P_1 = (P_2 - P_1)V_2/(V_1 + V_2). \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) верны как для полного давления, так и для измеряемого в опыте превышения давления над атмосферным.

Задание 1. Проверка закона Бойля-Мариотта.

1. С помощью барометра определите атмосферное давление P_2 , с помощью термометра комнатную температуру $T_{\text{комн}} = T_2$.
2. Подключите пластмассовый баллон $V_1 = 1,060$ л с двумя штуцерами посредством шланга к манометру через штуцер Ш1. К второму штуцеру баллона присоедините шланг груши-помпы. Перекройте кран К1.
3. Накачайте в баллон воздух до давления 180-220 мм.рт.ст. Затяните винтовой зажим на шланге груши-помпы. Подождите 1-2 минуты до установления комнатной температуры T_1 воздуха в баллоне. Зарегистрируйте давление P_1 (не забудьте, что манометр показывает превышение давления над атмосферным).
4. При закрытом кране К1 подключите к штуцеру Ш2 баллон известного объема V_2 , в котором находится воздух при атмосферном давлении P_2 и температуре T_2 . Для того, чтобы температура T_2 равнялась комнатной температуре T_1 , старайтесь не держать баллоны в руках, берите их за горлышко.
5. Плавнo откройте кран К1. Подождите 1-2 минуты и зарегистрируйте давление P . Проверьте соотношение (1).
6. Проведите исследование несколько раз. Результаты внесите в таблицу 1 отчета.
7. Найдите среднее значение P , сравните P и $P_{\text{теор}}$ ($P_{\text{теор}} = 197 + P_{\text{атм}}$, мм.рт.ст.), укажите ошибку измерения.

Задание 2. Определение неизвестного объема сосуда.

Соотношение (1) позволяет найти V_2 (V_1), если известно значение V_1 (V_2) и измерены давления P_1 , P_2 и P .

$$V_2 = V_1(P_1 - P)/(P - P_2) \quad (3)$$

1. Подключите пластмассовый баллон неизвестного объема V_1 с двумя штуцерами посредством шланга к манометру через штуцер Ш1. К второму штуцеру баллона присоедините шланг груши-помпы. Перекройте кран К1.
2. Накачайте в баллон воздух до давления 180-220 мм.рт.ст. Затяните винтовой зажим на шланге груши-помпы. Подождите 1-2 минуты до установления комнатной температуры T_1 воздуха в баллоне. Зарегистрируйте давление P_1 .
3. При закрытом кране К1 подключите к штуцеру Ш2 баллон известного объема V_2 , в котором находится воздух при атмосферном давлении P_2 и температуре T_2 . Для того, чтобы температура T_2 равнялась комнатной температуре T_1 , старайтесь не держать баллоны в руках, берите их за горлышко.
4. Плавнo откройте кран К1. Подождите 1-2 минуты и зарегистрируйте давление P .
5. Используя соотношение (3) определите неизвестный объем V_1 .
6. Проведите исследование несколько раз. Результаты внесите в таблицу 2 отчета.
7. Найдите среднее значение V_1 , сравните V_1 и $V_{1\text{теор}}$ (узнайте значение у преподавателя), укажите ошибку измерения.

Контрольные вопросы

1. Что такое изопроцесс?
2. Какими законами описываются изопроцессы?
3. Какие условия должны выполняться, чтобы, определяя параметры газа, можно было воспользоваться законом Бойля-Мариотта?
4. Сформулируйте закон Дальтона. Что такое парциальное давление?
5. Сформулируйте закон Авогадро. Каков физический смысл постоянной Авогадро?
6. Покажите, что формулы (1) и (3) верны для измеряемого в опыте превышения давления над атмосферным.

2 семестр

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА e/m

Цель работы: изучить влияние магнитного поля на движение заряженных частиц, определить величину удельного заряда электрона e/m_e .

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Удельный заряд электрона e/m относится к числу фундаментальных констант, таких, как скорость света c , постоянная Планка h , постоянная Больцмана k и другие. При движении электрона в электрических и магнитных полях траектория электрона определяется конфигурацией этих полей и отношением заряда электрона к его массе. Если движущаяся заряженная частица находится под действием однородного электрического и магнитного полей, то сила, действующая на частицу, равна:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{V}, \vec{B}], \quad (1)$$

где V - скорость частицы, q – ее электрический заряд, E - напряженность электрического поля, B - индукция магнитного поля. Эта сила называется силой Лоренца. Из формулы видно, что она равна векторной сумме сил, действующих со стороны электрического и магнитного полей. Рассмотрим движение заряженной частицы с постоянной скоростью в однородном магнитном поле, при условии, что электрическое поле отсутствует. В этом случае на частицу действует лишь магнитная составляющая силы Лоренца:

$$\vec{F} = q[\vec{V}, \vec{B}]. \quad (2)$$

Направление этой силы зависит от знака заряда и его можно определить по правилу правого винта (правилу левой руки), рис. 1.

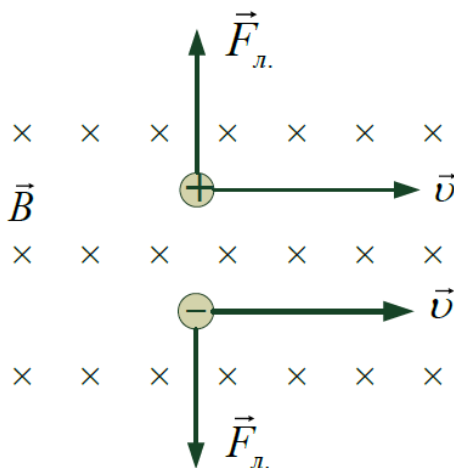


Рис. 1. Направление магнитной компоненты силы Лоренца.

По модулю сила Лоренца равна: $F=qVB\sin\alpha$, (3) где α – угол между векторами скорости частицы и индукции магнитного поля. Если частица движется со скоростью, направленной вдоль силовых линий магнитной индукции, то сила на нее не действует ($F=0$), ускорение частицы будет равно 0 и движение будет равномерным. Если скорость частицы направлена перпендикулярно силовым линиям магнитной индукции, то частица будет находиться под действием постоянной по модулю силы: $F=qVB$, направленной перпендикулярно скорости, и сообщаящей частице лишь нормальное (центростремительное) ускорение V^2/r . Модуль скорости при этом не изменяется. В результате частица будет двигаться по окружности, радиус которой можно найти на основе 2-го закона Ньютона:

$$\frac{mV^2}{r} = qVB$$

Отсюда:

$$r = \frac{mV}{qB} \quad (4)$$

Период обращения частицы:

$$T = \frac{2\pi r}{V} = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi}{B} \cdot \frac{m}{q}. \quad (5)$$

Из полученного выражения видно, что период обращения частицы в однородном магнитном поле не зависит от скорости частицы и обратен ее удельному заряду q/m . При известном радиусе траектории движения частицы из выражения (4) можно найти скорость движения частицы:

$$V = \frac{qBr}{m} \quad (6)$$

Если скорость заряженной частицы направлена под углом α к вектору магнитной индукции, то её движение можно представить в виде суперпозиции двух движений: 1) равномерного прямолинейного движения вдоль силовой линии магнитной индукции со скоростью $V_{\parallel} = V \cos \alpha$, 2) равномерного движения по окружности со скоростью $V_{\perp} = V \sin \alpha$ в плоскости, перпендикулярной вектору B .

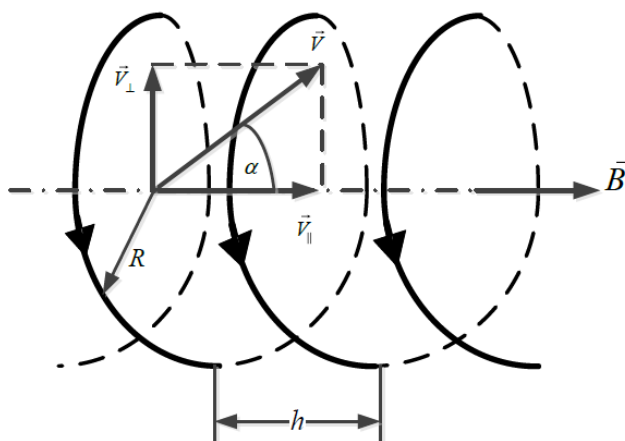


Рис. 2. Траектория движения заряженной частицы, влетевшей под углом α к силовым линиям однородного магнитного поля. R – радиус, h – шаг винтовой линии.

В результате сложения двух движений возникает движение по спирали, ось которой параллельна силовым линиям магнитного поля (рис.2). Расстояние h между двумя ближайшими витками винтовой линии называется шагом. Шаг винтовой линии равен:

$$h = V_{\parallel} T = VT \cos \alpha \quad (7)$$

В данной лабораторной работе рассматривается движение электрона в магнитном поле, и все полученные соотношения применяются для описания этого движения.

Пройдя ускоряющую разность потенциалов U , электрон приобретает скорость V , величину которой можно найти из равенства работы электрического поля и кинетической энергии электрона (закон сохранения энергии записан для нерелятивистского случая):

$$eU = \frac{m_e V^2}{2}, \quad (8)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд электрона (по модулю), $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг - масса электрона. Используя выражение (6), найдем скорость движения электрона:

$$V = \frac{eBr}{m_e}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8) и выражая удельный заряд электрона e/m_e , получим:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{B^2 r^2}. \quad (10)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Оборудование и материалы: электронно-лучевая трубка, катушки Гельмгольца ($R = 0,2$ м, $N = 154$), источник питания (0-600 В), источник питания универсальный, мультиметр (2 шт.), соединительные провода.

Экспериментальная установка приведена на рисунке 3.



Рис. 3. Схема установки.

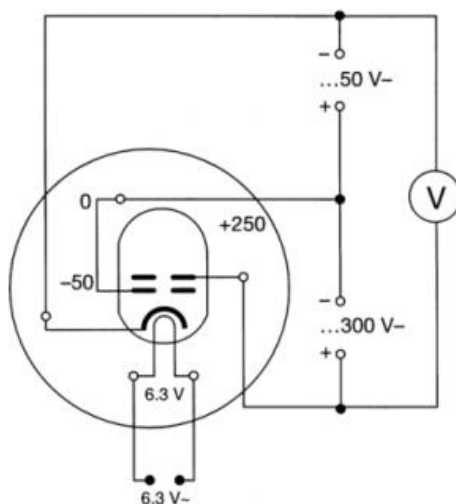


Рис. 4. Принципиальная электрическая схема установки

Принципиальная электрическая схема установки приведена на рисунке 4. В качестве источника магнитного поля используются катушки Гельмгольца, подключенные последовательно друг другу (рис. 5). **Максимально допустимая сила тока в не должна превышать 5 А.** Если полярность подключенных катушек правильная, то в затемненном помещении будет хорошо видна светящаяся кривая траектории электронов. Изменяя величину магнитного поля (силу тока в катушках) и скорость электронов (ускоряющее и фокусирующее напряжение), можно устанавливать радиус орбиты так, чтобы светящийся след совпадал с перемычками мерной сетки в электронно-лучевой трубке. В этом случае наблюдается половина окружности, радиус которой может быть равен 2, 3, 4 или 5 см. Если траектория имеет форму спирали, то это может быть устранено путем поворота электронно-лучевой трубки вокруг продольной оси.

В лабораторной работе электроны ускоряются электрическим полем и влетают в магнитное поле, направленное под прямым углом к направлению движения. Удельный заряд электрона определяется по значениям ускоряющего напряжения, индукции магнитного поля и радиуса орбиты электрона.

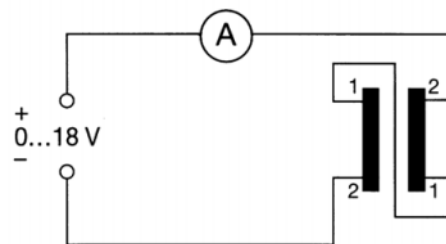


Рис. 5.

Индукция магнитного поля, создаваемого круговым током, текущим через 2 катушки, вдоль направления z , совпадающего с осью катушек, определяется выражением

$$B = \mu_0 I R^2 \left(\left(R^2 + \left(z - \frac{a}{2} \right)^2 \right)^{3/2} + \left(R^2 + \left(z + \frac{a}{2} \right)^2 \right)^{3/2} \right),$$

где R – радиус катушек, a – расстояние между ними, μ_0 – магнитная постоянная.

Для катушек Гельмгольца ($a = R$) с числом витков N в центре катушек

$$B = \left(\frac{4}{5} \right)^{3/2} \mu_0 N \frac{I}{R}. \quad (11)$$

В лабораторной работе используются катушки Гельмгольца радиусом $R = 0,2$ м с числом витков $N = 154$.

Подставив выражение (11) в формулу (10), получим:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{r^2} \cdot \left(\frac{5}{4} \right)^3 \frac{R^2}{\mu_0^2 N^2 I^2}. \quad (12)$$

Тогда, ускоряющая разность потенциалов будет равна:

$$U = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{5} \right)^3 \frac{e}{m_e} \frac{\mu_0^2 N^2 r^2}{R^2} I^2. \quad (13)$$

Т.е. ускоряющая разность потенциалов при заданном радиусе траектории пропорциональна квадрату тока в катушках $U \sim I^2$. Из коэффициента пропорциональности можно получить удельный заряд электрона.

$$U = \frac{e}{m_e} A I^2, \quad (14)$$

где $A = \frac{32}{125} \frac{\mu_0^2 N^2 r^2}{R^2}$. Теоретическое значение удельного заряда электрона равно $\frac{e}{m_e} = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг.

ХОД РАБОТЫ

Задание 1. Определение удельного заряда электрона

1. Соберите установку согласно электрической схеме, приведенной на рисунке 4.
2. Подайте от источника питания (0-600 В) ускоряющее напряжение 120 В.
3. С помощью изменения фокусирующего напряжения добейтесь, чтобы пучок электронов был наиболее отчетливо виден.
4. Плавно увеличивая силу тока, создаваемого с помощью универсального источника питания, в катушках получите траекторию электронов в виде полуокружности заданного радиуса (2, 3, 4 и 5 см). В этом случае траектория пересекает перемычки мерной сетки в электронно-лучевой трубке и в месте пересечения виден яркий след.
5. Соответствующие значения силы тока запишите в таблицу 1 отчета.
6. Изменяя ускоряющее напряжение с шагом 20 В до достижения величины $U = 340$ В, повторите действия пп. 3-5.
7. Постройте графики зависимости $U = f(I^2)$ для различных значений радиусов траекторий электронов r .
8. По графикам найдите тангенсы углов наклона полученных зависимостей $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta U}{\Delta(I^2)} = \frac{e}{m_e} A$. Результаты занесите в таблицу 1. Для каждой зависимости определите величину удельного заряда электрона по формуле $\frac{e}{m_e} = \operatorname{tg} \alpha / A$.
9. Определите среднее значение полученных величин удельного заряда.
10. Сравните полученное значение с табличным.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сила Лоренца.
2. Движение заряженной частицы в магнитном поле.
3. Отклонение движущихся заряженных частиц электрическим и магнитным полями.
4. Определение массы и заряда электрона.
5. Методика определения удельного заряда электрона в лабораторной работе.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: изучить зависимость электрического сопротивления различных металлов, полупроводников и приборов на их основе, от температуры.

Оборудование и материалы: измеритель GDM-8135 или мультиметр, сопротивление и термистор, проточный термостат, штатив, соединительные провода.

Краткая теория

Электрическое сопротивление металлов и полупроводников связано с рассеянием электронов проводимости на тепловых колебаниях кристаллической решетки

Носителями электричества в металлах являются свободные электроны. Согласно классической теории электропроводности металлов свободные электроны ведут себя подобно молекулам идеального газа, совершают беспорядочное тепловое движение. При включении внешнего электрического поля на хаотическое тепловое движение электронов накладывается их упорядоченное движение в направлении, противоположном направлению поля. Между двумя последовательными соударениями с ионами кристаллической решётки электроны движутся под действием поля с ускорением и приобретают определённую энергию. Эта энергия передаётся полностью или частично положительным ионам при неупругих соударениях и превращается в тепло. Поэтому при прохождении тока металлы нагреваются. Таким образом, электрическое сопротивление металлов обусловлено неупругими соударениями свободных электронов с положительными ионами узлов кристаллической решётки металла.

С увеличением температуры проводника тепловое движение ионов становится более интенсивным, возрастает амплитуда колебаний их относительно положения равновесия, поэтому сопротивление проводника увеличивается. Температурная зависимость сопротивления характеризуется температурным коэффициентом сопротивления, который численно равен относительному изменению сопротивления проводника при изменении температуры на один градус:

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (1)$$

В общем случае α является функцией температуры и зависит от материала проводника. Для многих металлов при температуре от 0 до 100°C зависимость сопротивления от температуры в первом приближении может быть представлена в виде:

$$R_t = R_0(1 + \alpha \cdot t), \quad (2)$$

где R_0 - сопротивление при 0° C, t - температура проводника в градусах Цельсия. Когда измерены сопротивления при двух различных температурах t_1 и t_2 , температурный коэффициент сопротивления можно определить по формуле:

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_2 t_1 - R_1 t_2} \quad (3)$$

В классической теории металлов считалось само собой разумеющимся, что электроны проводимости могут обладать любыми значениями энергии. Согласно квантовой теории энергия электронов в любом кристаллическом теле (в частности, в металле) так же, как и энергия электронов в атоме, квантуется. Это означает, что она может принимать лишь дискретные значения, называемые уровнями энергии. Дозволенные уровни энергии в кристалле группируются в зоны.

Чтобы понять происхождение зон, рассмотрим воображаемый процесс объединения атомов в кристалл.

Пусть первоначально имеется N изолированных атомов какого-либо вещества. Каждый электрон любого атома обладает одним из разрешенных значений энергий, то есть занимает один из дозволенных энергетических уровней. В основном, невозбужденном состоянии атома суммарная энергия электронов имеет минимально возможное значение. Поэтому, казалось бы, все электроны должны находиться на самом низком уровне. Однако электроны подчиняются

принципу запрета Паули, который гласит, что в любой квантовой системе на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, причем собственные моменты(спины) электронов, занимающих одновременно один и тот же уровень, должны иметь противоположные направления. Следовательно, на самом низком уровне может разместиться только два электрона, остальные заполняют попарно более высокие уровни.

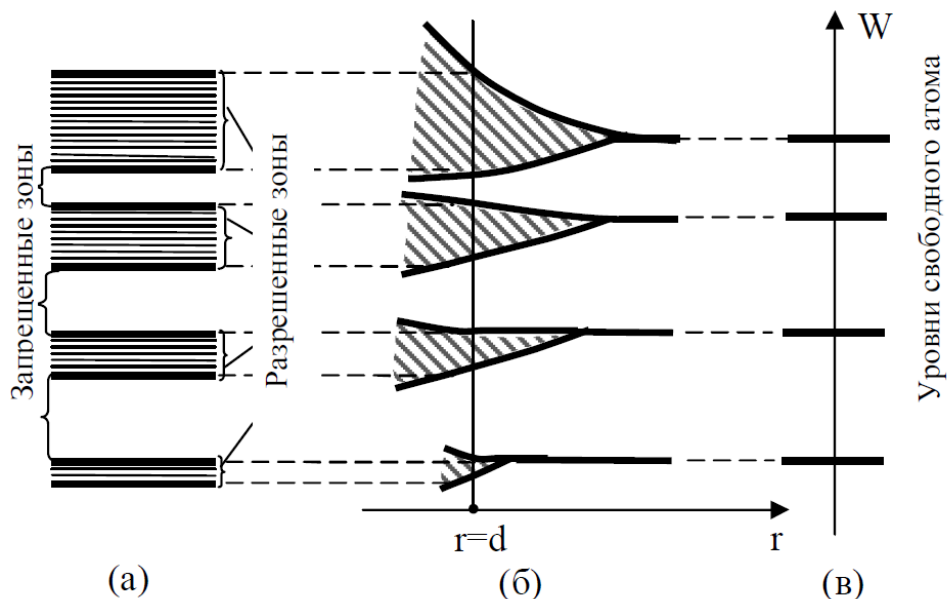


Рис. 1. Образование энергетических зон в кристаллах.

Пока атомы изолированы друг от друга, они имеют полностью совпадающие схемы энергетических уровней. Заполнение уровней электронами осуществляется в каждом атоме независимо от заполнения аналогичных уровней в других атомах. По мере сближения атомов, между ними возникает все усиливающееся взаимодействие, которое приводит к изменению положения уровней. Вместо одного одинакового для всех N атомов уровня возникают N очень близких, но не совпадающих уровней. Таким образом, каждый уровень изолированного атома расщепляется в кристалле на N густо расположенных уровней, образующих полосу или зону.

Величина расщепления для разных уровней не одинакова. Уровни, заполненные в атоме более близкими к ядру (внутренними) электронами, возмущаются меньше, чем уровни, заполненные внешними электронами. Заметно расщепляются лишь уровни, занимаемые валентными электронами. Такому же расщеплению подвергаются и более высокие уровни, не занятые электронами в основном состоянии атома. При достаточно малых расстояниях между атомами может произойти перекрытие зон, соответствующих двум соседним уровням атома. Число уровней в такой сливающейся зоне равно сумме количеств уровней, на которые расщепляются оба уровня атома. Взаимодействующие атомы представляют собой единую квантовую систему, в пределах которой действует принцип запрета Паули. Следовательно, $2N$ электронов, которые заполняли какой-то уровень в изолированных атомах, разместятся в кристалле попарно (с противоположными спинами) на N уровнях соответствующей полосы.

Нижние, образованные слабо расщепленными уровнями зоны заполняются электронами, каждый из которых не утрачивает в кристалле прочной связи со своим атомом. Дозволенные значения энергии валентных электронов в кристалле объединяются в зоны, разделенные промежутками, в которых разрешенных значений энергий нет. Эти промежутки называются *запрещенными зонами*. Ширина разрешенных и запрещенных зон не зависит от размеров кристалла. Таким образом, чем больше атомов содержит кристалл, тем теснее располагаются уровни в зоне. Ширина разрешенных зон имеет величину порядка нескольких электрон-вольт. Следовательно, если кристалл содержит 10^{23} атомов, то расстояние между уровнями в зоне составляет $\sim 10^{-23}$ эВ. При абсолютном нуле энергия кристалла должна быть минимальной. Поэтому валентные электроны заполняют попарно нижние уровни разрешенной зоны, возникшей из того уровня, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии атома (*валентная зона*). Более высокие разрешенные зоны будут от электронов свободны.

В зависимости от степени заполнения валентной зоны электронами и ширины запретной

зоны возможны три случая, изображенные на рисунке 2. В случае а) электроны заполняют валентную зону не полностью, поэтому достаточно сообщить электронам, находящимся на верхних уровнях, совсем небольшую энергию ($\sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ эВ) для того, чтобы перевести их на более высокие уровни. Энергия теплового движения составляет при 1 К величину порядка 10^{-4} эВ. Следовательно, при температурах отличных от 0 К часть электронов переводится на более высокие уровни. Дополнительная энергия, вызванная действием на электрон электрического поля, также оказывается достаточной для перевода на более высокие уровни. Поэтому электроны могут ускоряться электрическим полем и приобретать дополнительную скорость в направлении, противоположном направлению поля. Таким образом, кристалл с подобной схемой энергетических уровней будет представлять собой металл. Частичное заполнение валентной зоны (в случае металла ее также называют *зоной проводимости*) может произойти, если на последнем занятом уровне в атоме находится только один электрон; или имеет место перекрывание зон. В первом случае N электронов проводимости заполняют попарно только половину уровней валентной зоны. Во втором случае число уровней в зоне проводимости будет больше N, так, что даже если количество электронов проводимости равно 2N, они не смогут занять все уровни зоны.

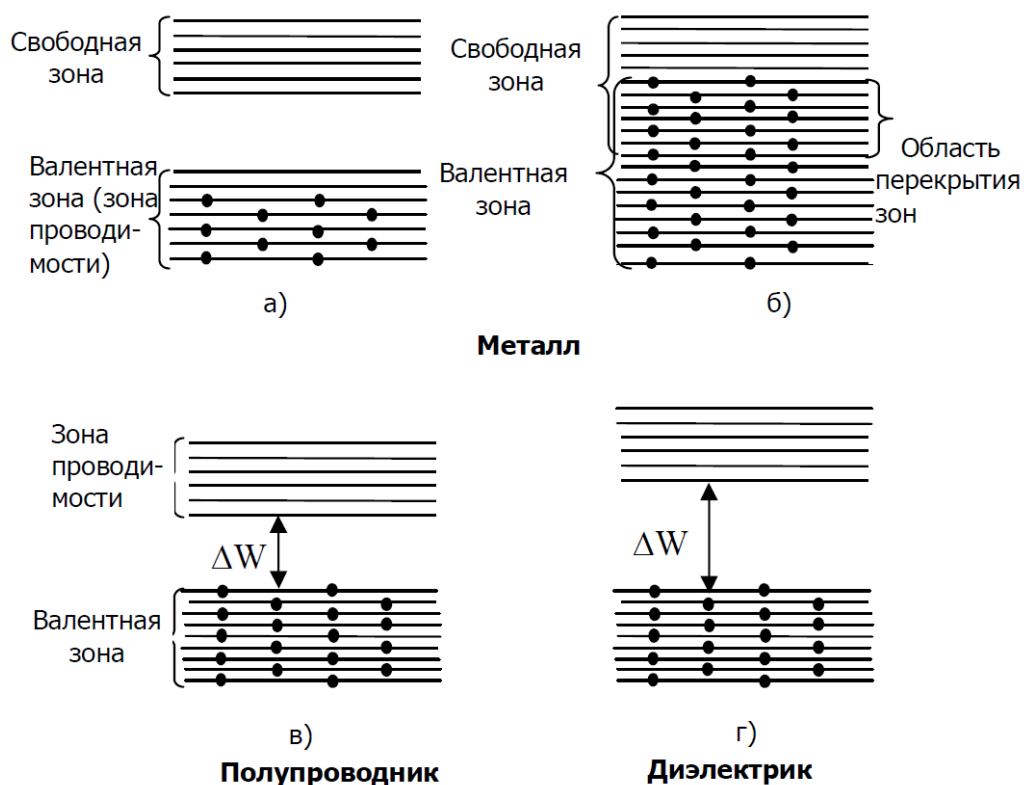


Рис. 2. Энергетические зоны в металлах (а, б), полупроводниках (в) и изоляторах (г).

В случаях б) и в) уровни валентной зоны полностью заняты электронами – зона заполнена. Для того чтобы увеличить энергию электрона, необходимо сообщить ему количество энергии, не меньшее, чем ширина запрещенной зоны ΔW . Электрическое поле сообщить электрону такую энергию не в состоянии. При этих условиях электрические свойства кристалла определяются шириной запрещенной зоны ΔW . Если ΔW невелико (порядка нескольких десятых эВ) энергия теплового движения оказывается достаточной для того, чтобы перевести часть электронов в верхнюю свободную зону. Эти электроны будут находиться в условиях, аналогичных тем, в которых находятся валентные электроны в металле. Свободная зона окажется зоной проводимости. Одновременно станет возможным переход электронов валентной зоны на ее освободившиеся верхние уровни. Такое вещество называется *электронным полупроводником*.

Если ширина запрещенной зоны ΔW велика (порядка нескольких эВ), тепловое движение не сможет забросить в свободную зону заметное число электронов. В этом случае кристалл оказывается *изолятором*.

Таким образом, квантовая теория объясняет с единой точки зрения существование хороших проводников (металлов), полупроводников и изоляторов.

Итак, полупроводниками являются кристаллические вещества, у которых валентная зона полностью заполнена электронами, а ширина запрещённой зоны невелика (не более 1 эВ). Полупроводники обязаны своим названием тому обстоятельству, что по величине электропроводности они занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Однако, характерным для них является не величина проводимости, а то, что их проводимость растёт с повышением температуры (у металлов она уменьшается).

Электрическое поле не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости. Поэтому полупроводники ведут себя при абсолютном нуле как диэлектрики. При температурах, отличных от 0 К, часть электронов из валентной зоны переходит в зону проводимости, в результате чего в полупроводнике возникают свободные носители зарядов. С повышением температуры число таких носителей растёт и, следовательно, увеличивается электропроводность полупроводника, а значит, уменьшается сопротивление. Зависимость сопротивления полупроводников от абсолютной температуры в определённых температурных интервалах описывается формулой

$$R = Ae^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (4)$$

где A - константа, k - постоянная Больцмана, ΔE - энергия активации. Под энергией активации понимается энергия, которую нужно затратить, чтобы перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости. Логарифмирование уравнения (4) даёт

$$\ln R = \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T} + \ln A \quad (5)$$

График зависимости $\ln(R)=f(1/T)$ представляет собой прямую, угловой коэффициент которой равен $\Delta E/2k$. Построив график зависимости (5), этот угловой коэффициент можно определить по формуле

$$\frac{\Delta E}{2k} = \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (6)$$

для любых двух точек, лежащих на прямой, а затем найти энергию активации ΔE .

Экспериментальная установка



Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка состоит из погружного термостата, платы, содержащей исследуемые материалы, 3 измерительных приборов GDM-8135, соединительной колодки, универсального мультиметра, источника питания и соединительных проводов.

Исследуемые проводник и полупроводник помещаются в ванну с термостатом, заполненную непроводящей жидкостью. Температура измеряется встроенным термометром. Сопротивления проводника и полупроводника измеряются одновременно с помощью измерителя GDM-8135. Для проведения измерения достаточно подключить проводник (полупроводник) к зажимам и установить нужный режим измерения.

Измерение сопротивлений с помощью универсального цифрового измерительного прибора (на примере GDM-8135)

Подключите изучаемое устройство с помощью измерительных проводов к универсальному измерителю. Один из проводов «Общий» подключите к входу «COM», второй к входу обозначенному «V-Ω» (V – измерение напряжения, Ω – измерение сопротивления). Род тока (постоянный/переменный (AC/DC)) в данном случае не влияет на ход измерений. Выберите род измеряемой величины «kΩ» и установите наименьший предел измерения «200Ω» (максимальное значение измеряемой величины 200 Ом). Подключите прибор к сети электропитания и нажмите кнопку включения прибора.

Выбор предела измерения в том случае если в процессе проведения измерения на индикаторе прибора появляется символ «1.» в максимальном разряде, а все остальные разряды не светятся, этот факт указывает на то, что измеряемая величина превосходит предел измерения и необходимо перейти на более высокий предел. Для этого нажмите на кнопку, соответствующую более высокому значению предела измеряемой величины. В том случае, если вы достигли максимального предела, а показания не изменились проверьте надежность подключения и разрыв в измерительных проводах. Если электрическая исправна, то возможны два варианта: прибор выше из строя, либо данный прибор не подходит для измерения такой величины сопротивления. В том случае, если на всех разрядах прибора светятся нули предел измерения слишком велик и вам необходимо переключиться на более низкий.

Внимание! При смене пределов измерения следите за положение десятичного разделителя.

Методика проведения эксперимента

1. Соберите экспериментальную установку как показано на рис. 3.
2. Заполните ванну водой, так чтобы зонд был полностью погружен в жидкость.
3. На термостате выставьте регулятор температуры на 20°C и включите термостат.
4. Подключите мультиметры к клеммам образцов и измерьте их сопротивление (при переходе от одного образца к другому необходим будет переключать предел измерения).
5. Изменяя температуру с шагом 5°C, повторите измерения до температуры 70-80°C. Результаты измерения занесите в таблицу.
6. Постройте график зависимости сопротивления от температуры для проводника. Определите величину температурного коэффициента сопротивления по формуле (3).
7. Заполните таблицу 2, переведите для этого температуру из градусов Цельсия в Кельвины, рассчитайте логарифмы от сопротивлений полупроводников.
8. Постройте график зависимости логарифма сопротивления от обратной температуры для полупроводников $\ln R = f(1/T)$ и определите энергию активации ΔE для полупроводников по формуле (6).

Контрольные вопросы

1. Механизм проводимости металлов. Причина электрического сопротивления.
2. Температурная зависимость сопротивления проводников, термический коэффициент сопротивления, его физический смысл, единицы измерения.
3. Классическая электронная теория металлов и границы ее применимости.
4. Электропроводность металлов и полупроводников.
5. Понятие об энергетических зонах (зона проводимости, запрещенная валентная зона, энергия активации).
6. Температурная зависимость сопротивления полупроводников.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Цель работы: определение индукции магнитного поля Земли с помощью стрелочного магнетометра.

Оборудование и материалы: универсальный источник питания, кольца Гельмгольца, реостат (100 Ом, 1,8 А), тесламетр цифровой, датчик Холла аксиальный, стрелочный магнетометр, соединительные провода

Краткая теория

Земля образовалась 4,5 млрд лет назад вместе с магнитным полем, происхождение которого точно не известно. Предполагается, что основным его источником являются вихревые токи в жидком ядре планеты. Высота магнитного поля простирается до 100 000 км над уровнем моря. Первые исследования магнитного поля Земли принадлежат придворному врачу английской королевы Елизаветы и датируются 1600 годом. Он впервые научно доказал, что Земля - магнитный диполь. Кроме магнитного поля вокруг Земли существуют и другие поля: а) гравитационное; б) электрическое; в) тепловое. В 1635 году Геллибрандом было обнаружено, что магнитное поле Земли медленно изменяется. В 1702 г Эдмундом Галлеем были созданы первые мировые магнитные карты. Строгую теорию геомагнетизма и методы магнитных измерений разработали в 30-е годы XIX века Карл Гаусс и Вильгельм Вебер. В 1835 году Гауссом была создана первая в мире магнитная обсерватория в Геттингене по изучению магнитного поля Земли. Магнетизм Земли в течение нескольких тысячелетий используется для определения сторон света с помощью магнитных стрелок. С незапамятных времен человечество использует компасы для определения сторон света, ориентирования на местности и составления карт. Компасом пользовались древние путешественники и мореплаватели, первый изобретатель этого прибора неизвестен.

На рисунке 1 представлены схематично силовые магнитного поля Земли.

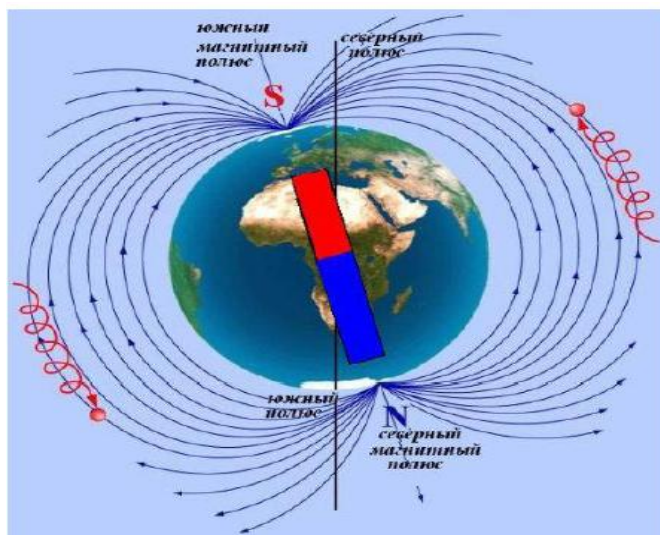


Рис. 1 Силовые линии магнитного поля Земли

Магнитное поле захватывает и отклоняет частицы солнечного ветра, защищая от них живые организмы. Эти частицы образуют радиационный пояс Земли (рис. 2) Часть околоземного пространства, в которой они находятся, называют магнитосферой. По рисунку 1 видно, что ось земного магнита наклонена по отношению к оси вращения Земли на 12°. Магнитные полюса Земли не совпадают с географическими полюсами, северный магнитный полюс находится в южном полушарии, а южный магнитный полюс – в северном полушарии Земли. В настоящее время координаты магнитных полюсов следующие: северный – 77° с.ш. и 102° з.д.; южный – 65° ю.ш. и 139° в.д.). Эти значения непостоянны, так как со временем магнитные полюса Земли и её

ось меняют своё положение. Магнитный полюс был открыт исследователем Джеймсом К. Россом в 1831 г. в сотнях километров от его нынешнего местонахождения.

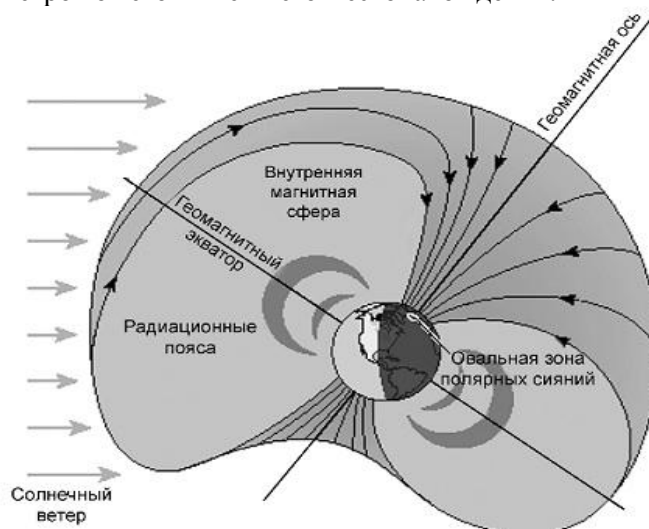


Рис. 2. Строение магнитного поля Земли

В среднем за один год он перемещается на 15 км. В последние годы скорость перемещения магнитных полюсов резко возросла. Например, Северный магнитный полюс сейчас перемещается со скоростью около 40 км в год. Таким образом, магнитные полюса планеты смещены относительно географических полюсов более чем на 2000 км каждый и это расстояние с годами возрастает по неизвестным науке причинам (в 1600 году оно составляло всего 1300 км).

Смена магнитных полюсов Земли называется инверсией магнитного поля. На протяжении геологической истории нашей планеты земное магнитное поле изменяло свою полярность более 100 раз.

Силовые линии магнитного поля Земли называются магнитными *меридианами*. Угол между магнитным и географическим меридианом называется *магнитным склонением*. Магнитное склонение измеряется при помощи *деклинаторов*. Каждое место на Земле имеет свой угол склонения. Например, в районе Москвы угол склонения равен 7° к востоку, а в Якутске – около 17° к западу.

В результате неоднородности земного магнитного поля его вектор индукции на экваторе направлен строго горизонтально, на магнитных полюсах – вертикально, а на всех остальных широтах – под некоторым углом к горизонту. Угол, образованный магнитной стрелкой и горизонтальной плоскостью, называют *магнитным наклоением*. На магнитных полюсах наклонение равно 90° . Магнитное наклонение измеряется посредством *инклинометров*. Существование магнитного наклонения приводит к тому, что северный полюс магнитной стрелки, подвешенной в северном полушарии, располагается несколько ниже южного полюса, а в южном полушарии – наоборот (на глаз этого незаметно). Такое поведение стрелки можно описать векторной суммой горизонтальной и вертикальной составляющих вектора индукции магнитного поля Земли (рис. 3).

Рис. 3 Магнитное склонение

Точные измерения показали, что в настоящее время горизонтальная составляющая вектора магнитной индукции B_H на поверхности планеты принимает значения от 0 до 41 мкТл, а полный вектор индукции B_0 изменяется в пределах от +62 до -73 мкТл. В настоящее время магнитное поле планеты убывает примерно на 1% каждые 10 лет.

Магнитное поле Земли неоднородно, в районе магнитных аномалий, например, Курской, величина магнитной индукции в 4 раза выше нормы и составляет около 200 мкТл. Магнитное поле Земли может изменяться в течение суток из-за электрических токов в атмосфере, вызванных солнечными излучениями. Из-за солнечных выбросов возникают солнечные ветры, под действием которых искажается магнитное поле Земли на расстояниях до нескольких тысяч километровый «шлейф» в

направлении от Солнца. Это приводит к сильным возмущениям магнитного поля на Земле – магнитным бурям, которые являются причиной нарушения работы телеграфа, телефона и радио. Чаще всего магнитные бури наблюдаются на широте 66-67° одновременно с полярными сияниями. Магнитное поле Земли играет исключительную роль в жизнедеятельности биологических организмов, а также влияет на стабильность работы электронных устройств. В связи с этим необходим постоянный мониторинг этого поля. Для обеспечения этого процесса в составе Российской академии наук (РАН) имеется Институт Земного магнетизма (ИЗМИРАН), в распоряжении которого имеется огромное количество искусственных спутников Земли, с расположенными на них измерительными станциями, а также сеть наземных измерительных станций расположенных по всей поверхности земного шара. Аналогичные ведомства имеются и в США.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка изображена на рисунке 4.

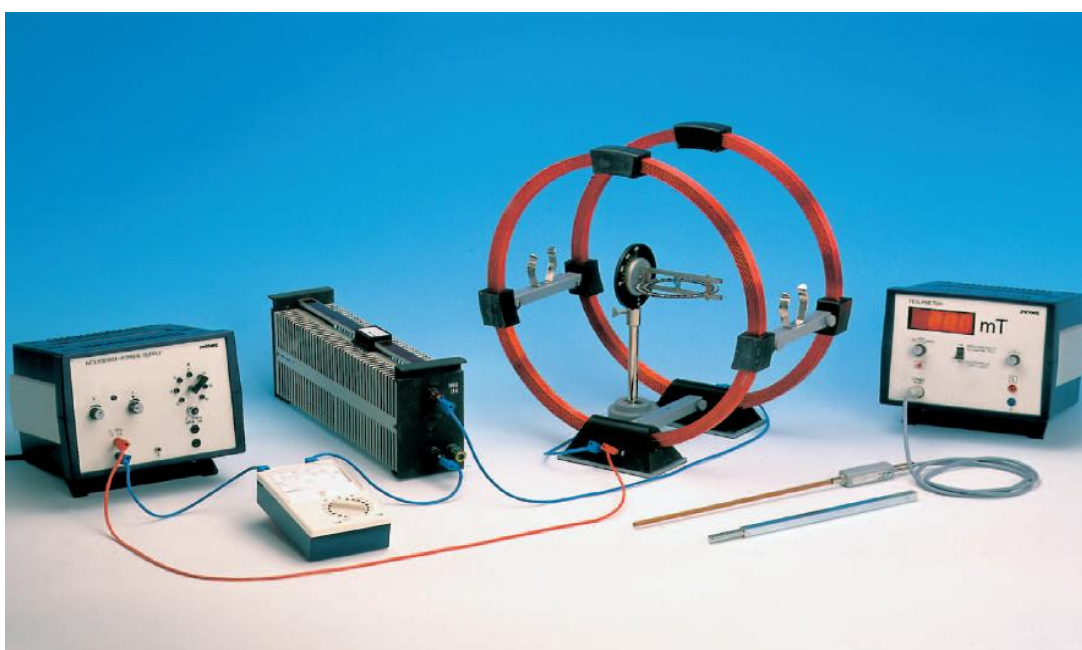


Рис. 4. Экспериментальная установка по определению индукции магнитного поля Земли

Магнитное поле Земли можно разложить на горизонтальную и вертикальную составляющие (рис. 3)

$$B_v = B_r \cdot \operatorname{tg}(\theta) ,$$

где θ – наклонение.

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_v^2} .$$



Рис. 5 Магнетометр стрелочный

Таким образом, для характеристики магнитного поля Земли достаточно знать три величины: склонение, наклонение и горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

Для того, чтобы определить B_r , необходимо использовать систему, создающую магнитное поле, вектор индукции которого направлен горизонтально. В данной лабораторной работе таким пробным полем является магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Пусть φ - угол между направлением пробного поля и горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли, а угол между направлением результирующего горизонтального и земного магнитного поля - α (рис. 5).

Используя теорему синусов, имеем:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin(\varphi - \alpha)} = \frac{B_{пр}}{B_r}.$$

Измерив углы φ и α для различных значений пробного магнитного поля, можно построить линейную зависимость

$$B_{пр} = B_r \cdot \frac{\sin \alpha}{\sin(\varphi - \alpha)}.$$

Угловым коэффициент прямой совпадает с B_r .

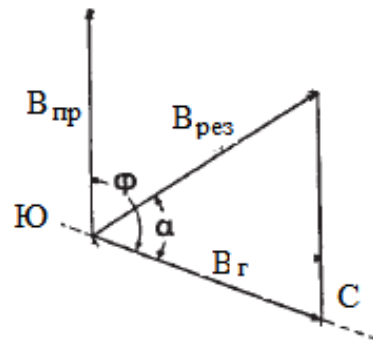


Рис. 6

Методика проведения эксперимента

Задание 1. Определение калибровочного коэффициента катушек Гельмгольца

1. Соберите экспериментальную установку по рис. 4. без магнетометра.
2. Разместите датчик Холла, подключенный к тесламетру, в центре катушек Гельмгольца.
3. Включите тесламетр и откалибруйте его ($B=0$).
4. Включите источник и, увеличивая с помощью резистора ток через катушки Гельмгольца (от 0,5 до 2,5 А), определите значения индукции магнитного поля $B_{пр}$ при различных значениях силы тока. Полученные данные внесите в таблицу 1.
5. Постройте график зависимости $B_{пр}(I)$.
6. Рассчитайте калибровочный коэффициент как угловой коэффициент прямой.

Задание 2. Определение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли

1. Установите магнетометр в центре катушек Гельмгольца и определите угол φ_3 соответствующий равновесному положению стрелки магнетометра (определяет направление север-юг). Повторите опыт многократно и найдите среднее значение. Занесите данные в таблицу 2. Для удобства можно расположить магнетометр в плоскости земного меридиана, тогда $\varphi_3 = 0$.

2. Подайте на катушки Гельмгольца максимальный ток (4 А). Стрелка магнетометра отклонится и покажет направление индукции магнитного поля катушек Гельмгольца. Определите угол φ_k . Повторите опыт многократно и найдите среднее значение угла. Данные занесите в таблицу 2.
3. Определите угол $\varphi = \varphi_k - \varphi_z$ между направлением север-юг и направлением вектора индукции магнитного поля катушек Гельмгольца. Проведите измерения угла отклонения стрелки магнетометра $\varphi_{рез}$ при различных величинах силы тока (от 0 до 0,2 А), подаваемого на катушки Гельмгольца. Определите $\alpha = \varphi_{рез} - \langle \varphi_k \rangle$. Данные занесите в таблицу 3. Постройте график зависимости $K \cdot I \left(\frac{\sin \alpha}{\sin(\varphi - \alpha)} \right)$. Определите угловой коэффициент, который равен горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли B_r .

Задание 3. Определение вертикальной составляющей магнитного поля Земли

1. Поверните магнетометр, установленный в центре катушек Гельмгольца, так, чтобы угол ориентации стрелки был равен 0° . Затем поверните шкалу магнетометра по часовой стрелке в вертикальное положение и измерьте угол θ_1 относительно горизонтального положения. Повторите опыт многократно и определите среднее значение $\langle \theta_1 \rangle$.
2. Повторите опыт 1, поворачивая шкалу магнетометра против часовой стрелки и получите значение $\langle \theta_2 \rangle$.
3. Определите магнитное наклонение $\langle \theta \rangle$ как среднее арифметическое $\langle \theta_1 \rangle$ и $\langle \theta_2 \rangle$.
4. Определите значение вертикальной составляющей магнитного поля Земли по формуле $B_v = B_r \cdot \operatorname{tg}(\theta)$.
5. Определите значение индукции магнитного поля Земли по формуле:

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_v^2}.$$

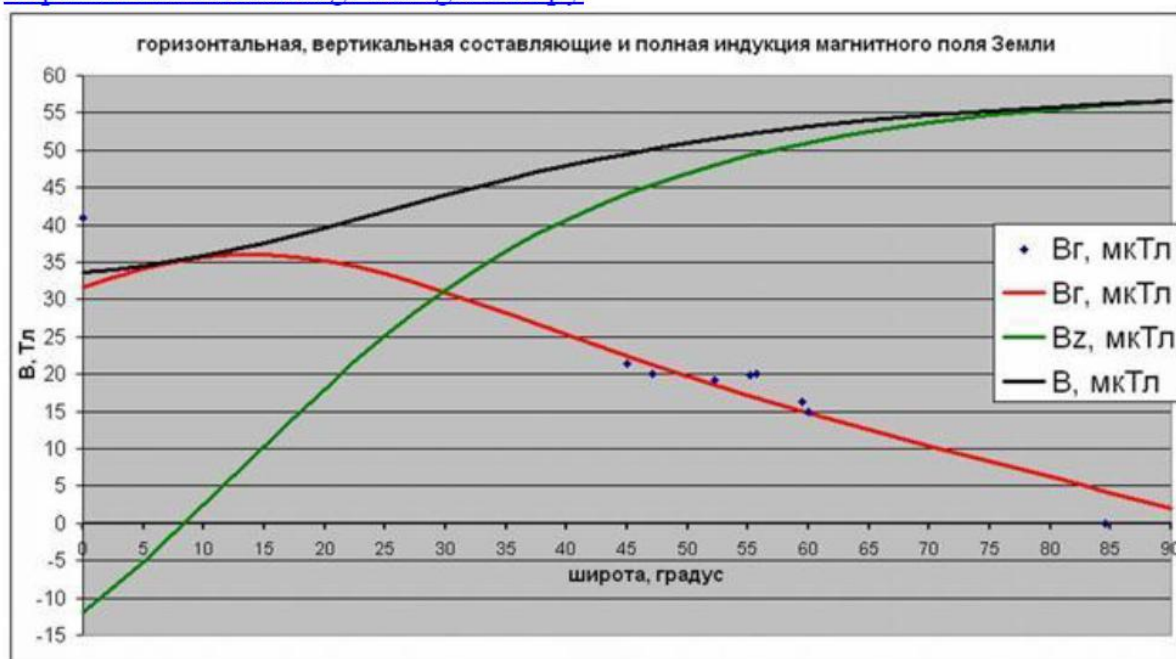
6. Оцените погрешность полученной величины.
7. Сравните полученный результат с данными международной модели магнитного поля Земли (см. приложение 1).

Контрольные вопросы

7. Магнитное поле и его характеристики.
8. Магнитное поле Земли.
9. Магнитное наклонение и магнитное склонение.
10. Методика определения магнитного поля Земли.

**Международная модель главного магнитного поля Земли
на декабрь 2012 года для 37°37'00" в. д.
высота над уровнем моря-170-204 м**

<http://serv.izmiran.ru/cgi-bin/igrf-11a.py>



ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ

Цель работы: расширить представления о внешнем фотоэффекте, экспериментально определить постоянную Планка.

Оборудование и материалы: лабораторная установка «Изучение фотоэффекта и определение постоянной Планка», светофильтры.

Краткая теория

Явление вырывания электронов из вещества под действием электромагнитного излучения получило название фотоэлектрического эффекта или **фотоэффекта**.

Различают внешний и внутренний фотоэффект.

При **внешнем фотоэффекте** электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду.

При **внутреннем фотоэффекте** оптически возбуждаемые электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрическую нейтральность последнего. При этом изменяется электропроводность (фотопроводимость), возникает электродвижущая сила, изменяется диэлектрическая проницаемость (фотодиэлектрический эффект).

Явление фотоэффекта было открыто в 1887 году Генрихом Герцем. Он обнаружил, что проскакивание искры между шариками разрядника значительно облегчается, если отрицательно заряженный шарик осветить ультрафиолетовыми лучами. При освещении такими же лучами положительно заряженного тела потери заряда не наблюдается. Более того, если тело не было заряжено, то при освещении оно заряжается положительно до потенциала в несколько вольт. Однако, занятый исследованием электромагнитных волн, Герц не обратил внимание на это явление серьезного внимания.

Первые систематические исследования явления фотоэффекта принадлежат Столетову, проведенные в 1888-1890 гг. Схема установки, с помощью которой Столетов проводил исследования представлена на рисунке 1.

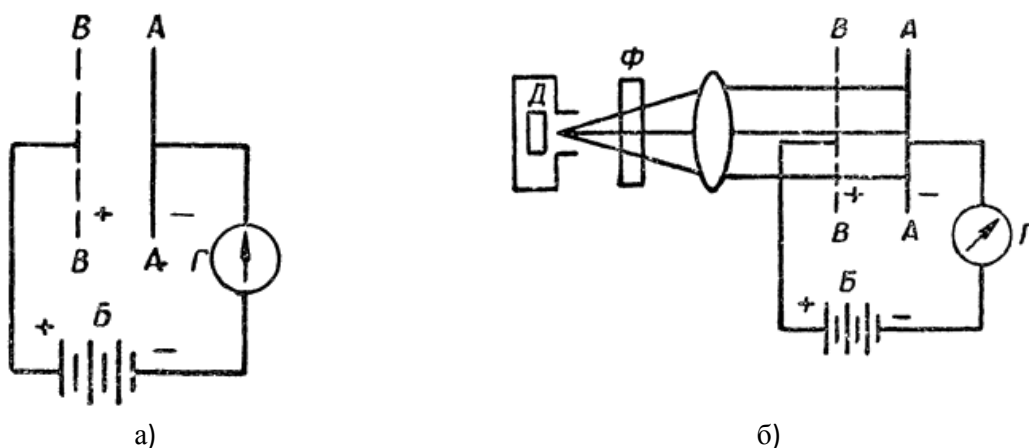


Рис. 1. *Опыты Столетова.* а) цепь между пластинкой АА и сеткой ВВ разорвана, ток не идет; б) пластинка АА освещается светом от вольтовой дуги Д. С пластинки срываются отрицательные заряды, ток в цепи идет

Конденсатор, образованный проволоочной сеткой и сплошной пластиной, был включен последовательно с гальванометром Г в цепь батареи. Свет, проходя через сетку, падал на сплошную пластинку. В результате в цепи возникал ток, регистрировавшийся гальванометром. В результате экспериментальных исследований Столетов установил следующие **закономерности фотоэффекта**:

- 1) наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи;
- 2) сила тока возрастает с увеличением освещенности пластины;
- 3) испускаемые под действием света заряды имеют отрицательный знак.

В 1898 году Ленард и Томсон, измерив удельный заряд, испускаемых под действием света частиц, установили, что эти частицы являются электронами. В 1905 г. теоретически фотоэффект объяснил А. Эйнштейн.

Впоследствии установка для исследования фотоэффекта, предложенная Столетовым, была усовершенствована и ее принципиальная схема представлена на рис.2.

Вольтамперная характеристика фотоэлемента

Построим вольтамперную характеристику фотоэлемента. Фотоэлемент представляет собой небольшой баллон, в котором создан вакуум и в центре которого находится положительный электрод (анод) (рис.2). На часть внутренней поверхности баллона нанесен тонкий слой металла, представляющий отрицательный электрод (катод).

Допустим, что фотоэлемент включен в цепь, изображенную на рис. 2. Передвигая движок потенциометра и снимая показания приборов, можно построить вольтамперную характеристику фотоэлемента. При $U = 0$ через элемент проходит небольшой ток (рис. 3). Под действием света из катода вырываются электроны, и он заряжается положительно. Вырванные электроны вблизи катода создают отрицательно заряженное облако, из которого большая часть электронов попадает обратно на катод (катод при $U = 0$ притягивает электроны), а часть электронов из облака попадает на анод. Они и создают небольшой ток. Для прекращения фототока необходимо приложить обратное по знаку напряжение U_z , которое называют задерживающим напряжением.

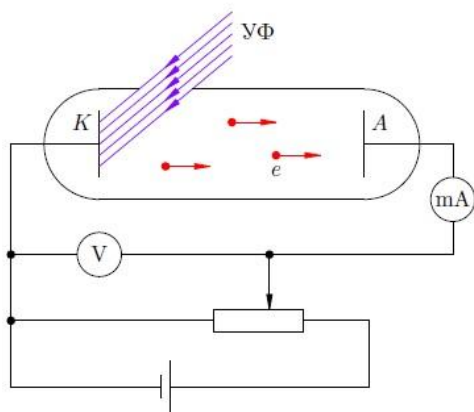


Рис. 2

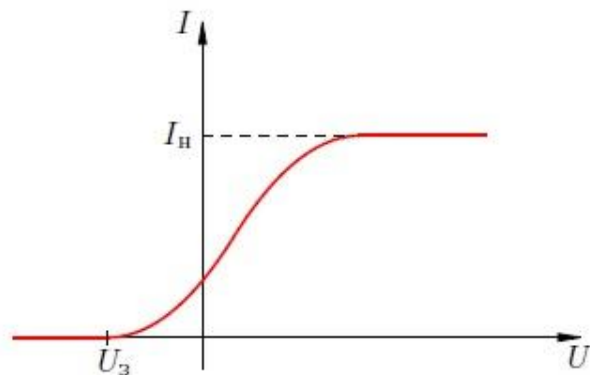


Рис. 3

Если увеличивать напряжение, то по мере роста все большее число электронов за секунду попадает на анод. Облако из электронов вблизи катода редет, а ток через фотоэлемент растет. При достаточно сильном поле облако из электронов вблизи катода полностью исчезнет. Все электроны, вышедшие из катода, будут попадать на анод – наступит насыщение: дальнейшее усиление поля в баллоне фотоэлемента не приведет к увеличению тока. Ток насыщения $I_{\text{нас}}$ определяется тем количеством электронов, которые вырываются в секунду из металла.

Фототок насыщения зависит от падающего на фотоэлемент светового потока Φ . Он будет тем больше, чем больше число фотонов в секунду падает на катод. Очевидно, что зависимость $I_{\text{нас}}(\Phi)$ должна быть линейной. По этой причине вакуумные фотоэлементы могут служить точными фотометрами, позволяющими измерять световые потоки. Следует отметить, что при достаточно больших световых потоках ток насыщения перестает увеличиваться пропорционально световому потоку – наступает насыщение фотоэлемента по световому потоку.

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

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

При изучении вольт-амперных характеристик разнообразных материалов при различных частотах падающего на катод излучения и различных энергетических освещенностях катода и обобщения полученных данных были установлены следующие три закона внешнего фотоэффекта.

Законы внешнего фотоэффекта.

I. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырывающихся из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности катода).

II. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν , а именно линейно возрастает с увеличением частоты.

III. Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), при которой свет любой интенсивности фотоэффекта не вызывает.

Качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения на первый взгляд не должно было бы представлять трудностей. Действительно, под действием поля световой волны в металле возникают вынужденные колебания электронов, амплитуда которых (например, при резонансе) может быть достаточной для того, чтобы электроны покинули металл; тогда и наблюдается фотоэффект. Кинетическая энергия, с которой электрон вырывается из металла, должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, так как с увеличением последней электрону передавалась бы большая энергия. Однако этот вывод противоречит II закону фотоэффекта. Так как, по волновой теории, энергия, передаваемая электронам, пропорциональна интенсивности света, то свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла; иными словами, «красной границы» фотоэффекта не должно быть, что противоречит III закону фотоэффекта.

A. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им ***квантовой теории фотоэффекта***. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только испускается и поглощается, но и распространяется в пространстве отдельными порциями или квантами, энергия которых $\varepsilon = h\nu$, h – постоянная Планка ($h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж с).

Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью c распространения света в вакууме. Эти кванты электромагнитного излучения получили название ***фотонов***.

В соответствии с гипотезой предложенной Эйнштейном, энергия, полученная электроном, доставляется ему в виде кванта $h\nu$, который усваивается им целиком. Часть этой энергии, равная работе выхода $A_{\text{вых}}$, затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело. Остаток энергии переходит в кинетическую энергию вылетевшего из металла фотоэлектрона.

Фотоны, падая на поверхность металла, проникают на очень малую глубину в металл и поглощаются отдельными его электронами проводимости. При этом их энергия практически моментально возрастает до значения, достаточного, чтобы преодолеть потенциальный барьер вблизи поверхности металла, и они вылетают наружу.

Закон сохранения энергии позволяет написать простое соотношение, связывающее скорость фотоэлектронов с частотой поглощаемого света.

Энергия фотона после поглощения его, с одной стороны, расходуется на преодоление потенциального барьера (эта часть энергии называется работой выхода электрона из металла), а с другой стороны, частично сохраняется у электрона вне металла в виде кинетической энергии. Таким образом, баланс энергий выглядит следующим образом:

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

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

Соотношение (1) называется уравнением Эйнштейна для фотоэффекта. Оно в частности показывает, что энергия фотоэлектронов, действительно, никак не зависит от интенсивности света, а линейно зависит от частоты света. При достаточно низкой частоте света фотоэффект не наблюдается: энергии фотона не хватает на преодоление потенциального барьера. Та критическая частота, при которой прекращается фотоэффект, называется красной границей фотоэффекта. У различных металлов красная граница фотоэффекта различна. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т. е. от химической природы вещества и состояния его поверхности:

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

Значение работы выхода для некоторых металлов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Материал	калий	литий	платина	рубидий	серебро	цезий	цинк
$A_{\text{вых}}, \text{эВ}$	2.2	2.3	6.3	2.1	4.7	2.0	4.0

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта).

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить II и III законы фотоэффекта. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности (числа фотонов), так как ни $A_{\text{вых}}$, ни ν от интенсивности света не зависят (II закон фотоэффекта). Так как с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (для данного металла $A_{\text{вых}} = \text{const}$), то при некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_{\text{кр}}$ кинетическая энергия фотоэлектронов станет равной нулю и фотоэффект прекратится (III закон фотоэффекта).

Фотонная теория излучения. Развивая гипотезу М. Планка о квантах, А. Эйнштейн в 1905 г. предположил, что квантовые свойства излучения (света) проявляются не только при испускании и поглощении его веществом, но и при распространении излучения в пространстве. Возрождая корпускулярную теорию света, предложенную Ньютоном еще в начале 18 столетия, Эйнштейн выдвинул гипотезу, согласно которой излучение можно представить состоящим из большого числа частиц, каждая из которых, обладая квантом энергии, движется в пространстве со скоростью света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Рассмотрим свойства таких частиц.

Частица излучения, которую называли фотоном, представляет собой ультрарелятивистскую незаряженную частицу. Свойства фотона могут быть описаны только с использованием основных соотношений специальной теории относительности. В частности, из этой теории следует, что фотон является уникальной элементарной частицей, имеющей нулевую массу покоя. Это означает, что фотон всегда движется со скоростью c и не может находиться в состоянии покоя. Если при неупругом столкновении с другой элементарной частицей фотон «останавливается», то он исчезает, передавая всю свою энергию этой частице.

Энергия фотона

$$\varepsilon_{\text{ф}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega, \quad (3)$$

где λ – длина волны, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка с чертой ($\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота.

Как и любая материальная частица, фотон имеет массу m_ϕ , которая связана с его энергией релятивистской формулой: $m_\phi c^2 = \varepsilon_\phi$. С учетом (3) находим:

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}$$

Движущийся со скоростью c фотон обладает импульсом, величина которого связана с его энергией релятивистским соотношением $p_\phi c = \varepsilon_\phi$, учитывая, что масса покоя фотона равна нулю. Отсюда

$$p_\phi = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Боте.

Тонкая металлическая фольга Φ помещалась между двумя газоразрядными счетчиками $C\phi$. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей. Вследствие малой интенсивности первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании в него рентгеновских лучей счетчик срабатывал и приводил в действие особый механизм M , делавший отметку на движущейся ленте L . Если бы излучаемая энергия распространялась равномерно во все стороны, как это следует из волновых представлений, оба счетчика должны были бы срабатывать одновременно и отметки на ленте приходились бы одна против другой. В действительности же наблюдалось совершенно беспорядочное расположение отметок. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают световые частицы, летящие то в одном, то в другом направлении.

Таким образом, экспериментально было доказано существование особых световых частиц – фотонов.

Определение постоянной Планка

С помощью уравнения Эйнштейна (1) для фотоэффекта, можно экспериментально получить значение постоянной Планка. Для этого необходимо измерить величину запирающего напряжения при различных частотах падающего на фотоэлемент света. В этом случае работа внешнего поля над электронами равна кинетической энергии электрона при вылете из катода:

$$eU_3 = \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (4)$$

где $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

С учётом формулы (4) уравнение (1) можно переписать в виде:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3, \quad (5)$$

или окончательно:

$$U_3 = \frac{h}{e} \nu - \frac{A_{\text{вых}}}{e}. \quad (6)$$

Из последнего уравнения видно, что если строить по точкам график экспериментальной зависимости $U_3(\nu)$, то должна получиться прямая. Тангенс угла наклона этой прямой численно равен $\frac{h}{e}$.

Экспериментальная установка

Лабораторная установка (рис. 4) состоит из металлического корпуса 1, на котором установлен объектив 2 фотоэлемента и осветитель 3. Лампа осветителя установлена на подвижной

каретке, которая может перемещаться вдоль установки. За счёт этого можно изменять расстояние от источника света до линзы фотоприёмника. Это расстояние измеряется по линейке 4. Для фиксации осветителя в определённой позиции служит зажимный винт 6. Имеется комплект из 5 светофильтров, которые устанавливаются на фотоприёмник. Перед фотоприёмником установлена стойка 5 для крепления вращающихся поляроидов, которые служат для ослабления светового потока, падающего на фотоэлемент.

Внутри металлического корпуса 1 расположен вакуумный фотоэлемент, блоки питания установки, а также встроенный датчик тока и напряжения, который служит для измерения фототока и катод-анодного напряжения фотоэлемента.

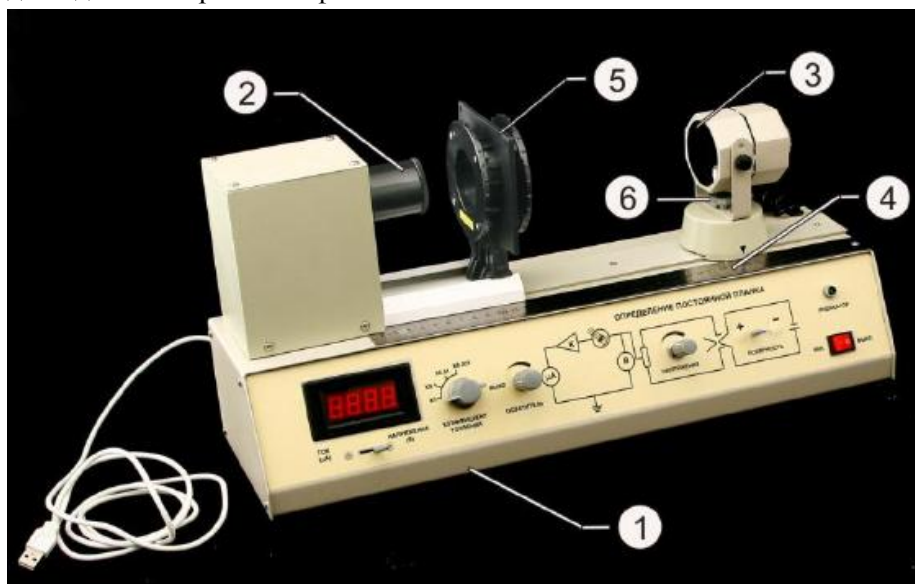


Рис. 4

Методика проведения эксперимента

1. Включите питание установки, дайте ей прогреться в течение 5 минут, передвиньте источник света на отметку 25 см.
2. Установите максимальную интенсивность света (не меняйте в течение эксперимента). Полярность напряжения переключите на «-». Режим отображения цифрового дисплея переключите в положение «Ток». Переключатель «Коэффициент усиления» установите в положение « $\times 0.001$ ».
3. Установите красный светофильтр, значение длины волны (указана на оправе) занесите в таблицу. Изменяя напряжение, добейтесь падения фототока до нуля. **ВНИМАНИЕ!** Запирающее напряжение – минимальное значение напряжения, при котором фотоэффект еще возможен. Если добились нулевого значения тока, то дальнейшее увеличение напряжения приведет к искажению результатов!
4. Зафиксируйте значение запирающего напряжения U_z , данные занесите в отчет.
5. Повторите измерения для остальных светофильтров.
6. Рассчитайте частоту падающего света $\nu = \frac{c}{\lambda}$.
7. Постройте зависимость $U_z(\nu)$.
8. По углу наклона прямой, описываемой уравнением (6), определите значение постоянной Планка.

Контрольные вопросы

1. Корпускулярно-волновой дуализм. Квантовая природа света.
2. Запишите формулу энергии фотона.
3. Модель атома Резерфорда-Бора.

4. Дайте формулировку явления фотоэффекта. Назовите виды фотоэффекта
5. Приведите установку Столетова. Сформулируйте законы фотоэффекта.
6. Напишите формулу Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
7. Дайте определение красной границы фотоэффекта.
8. Что такое запирающее напряжение для данного фотокатода.
9. Проанализируйте вольт-амперную характеристику фотоэлемента.
10. Применение фотоэффекта.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКИХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Цель работы: расширить представления о явлении преломления света, о полном внутреннем отражении; изучить принцип действия и правила работы с рефрактометром и определить показатель преломления жидких сред.

Оборудование и материалы: рефрактометр ИРФ-22; водные растворы поваренной соли различных концентраций; шприцы; мягкая ткань для протирания оптических деталей приборов.

Краткая теория

Длины световых волн, которые воспринимает наш глаз, очень малы (менее 1 мкм). Поэтому распространение света во многих случаях можно рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы и полагая, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых лучами. В пределе, соответствующем $\lambda \rightarrow 0$, законы оптики можно сформулировать на языке геометрии. Соответствующий раздел оптики называют *геометрической или лучевой оптикой*.

В основе геометрической оптики лежат три закона: закон прямолинейного распространения света; закон отражения света; закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: в однородной среде свет распространяется прямолинейно. Доказательством этого закона может служить наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Однако необходимо отметить, что этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

На границе раздела сред свет меняет направление своего распространения, часть световой энергии возвращается в первую среду, т.е. происходит *отражение* света. Если вторая среда прозрачна, то часть света при определенных условиях проходит через границу раздела сред, меняя при этом, как правило, направление распространения; это явление называется *преломлением света* (рис. 1).

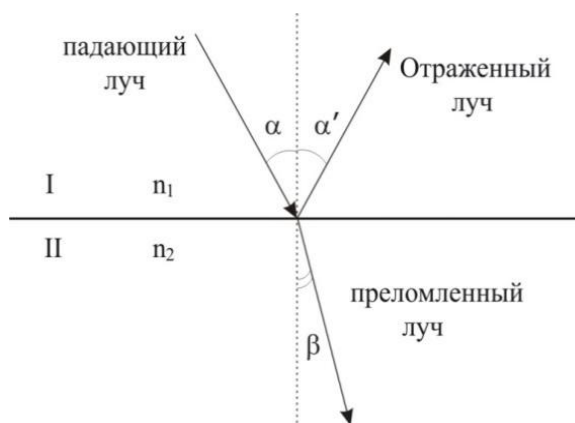


Рис.1

Направление *отраженного и преломленного лучей* при прохождении света через плоскую границу раздела двух прозрачных сред определяются законами отражения и преломления света.

Закон отражения света. Отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной к плоскости раздела сред в точке падения. Угол падения α равен углу

отражения $\alpha' : \alpha = \alpha'$.

Закон преломления света. Преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной к плоскости раздела сред в точке падения. Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина постоянная для данных двух сред, называемая *относительным показателем преломления* второй среды по отношению к первой:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \quad (1)$$

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению скорости распространения света в первой среде v_1 к скорости света во второй среде v_2 :

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (2)$$

Если свет идет из вакуума в среду, то показатель преломления среды относительно вакуума называется *абсолютным показателем преломления этой среды* и равен отношению скорости света в вакууме C к скорости света в данной среде v :

$$n = \frac{C}{v}. \quad (3)$$

Абсолютные показатели преломления всегда больше единицы $n > 1$; для воздуха n принят за единицу $n_{\text{возд}} \approx 1$.

Относительный показатель преломления двух сред n_{21} можно выразить через их абсолютные показатели n_1 и n_2 , тогда:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (4)$$

Когда свет распространяется из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, т.е. $n_1 > n_2$, то согласно (4) следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления больше угла падения $\beta > \alpha$. С увеличением угла падения α увеличивается угол преломления β , это происходит до тех пор, пока при некотором угле падения $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$ угол преломления β не окажется равным $\frac{\pi}{2}$. Угол $\alpha_{\text{пр}}$ называется **предельным углом**. При углах падения $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается.

Приближение угла падения α к предельному $\alpha_{\text{пр}}$ приводит к уменьшению интенсивности преломленного луча и увеличению интенсивности отраженного. В случае когда $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$, интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего. Таким образом, при углах падения в пределах от $\alpha_{\text{пр}}$ до $\frac{\pi}{2}$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы, это явление называется **полным отражением**. Значение $\alpha_{\text{пр}}$ может быть найдено из формулы (4), подстановкой в нее $\beta = \frac{\pi}{2}$, тогда:

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (5)$$

Уравнение (5) удовлетворяет значениям угла $\alpha_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$, следовательно, явление полного отражения имеет место только при падении света *из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную*. Явление полного внутреннего отражения нашло широкое практическое применение (призмы полного внутреннего отражения, световоды и т.д.).

В основу геометрической оптики (вместо приведенных выше трех законов) положен принцип, который сформулировал в XVII веке французский математик Пьер Ферма. Согласно формулировке предложенной самим Ферма: *свет распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время.*

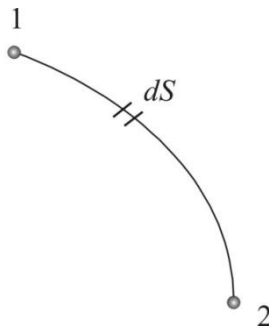


Рис. 2

Рассмотрим путь 1-2, который проходит луч света в неоднородной среде (рис. 2).

Для прохождения пути dS свету потребуется время $dt = \frac{dS}{v}$, где v – скорость света в данной точке среды. Поскольку $v = \frac{c}{n}$, то $dt = \frac{ndS}{c}$, а значит время τ , которое затрачивает свет на прохождение пути 1-2, будет равно:

$$\tau = \frac{1}{c} \int_1^2 ndS = \frac{L}{c}, \quad (6)$$

где $L = \int ndS$ – оптическая длина пути; в однородной среде оптическая длина пути равна $L = nS$, где S – геометрический путь.

Пропорциональность времени прохождения оптической длине пути позволяет сформулировать принцип Ферма следующим образом: *свет распространяется по такому пути, оптическая длина которого минимальна.*

Необходимо отметить, что оптическая длина пути должна быть экстремальной, то есть или минимальной, или максимальной, или стационарной – одинаковой для всех возможных путей. В последнем случае все пути света между точками оказываются *таутохронными* (т.е. требующими для своего прохождения одинакового времени).

Получим с помощью принципа Ферма законы отражения и преломления света.

Пусть луч света попадает из точки A в точку B , отразившись от поверхности (рис. 3); при этом прямой путь из A в B прегражден непрозрачным экраном $\mathcal{E}$. Если среда, в которой распространяется свет, однородна, то минимальность оптической длины пути сводится к минимальности его геометрической длины. Как видно из рис. 3, наименьшей длиной обладает путь луча AOB , для которого угол отражения равен углу падения ($\alpha = \alpha'$), а длина любого из ближайших путей, например $AO'B = A'O'B$ будет больше (точка A' – это зеркальное изображение точки A).

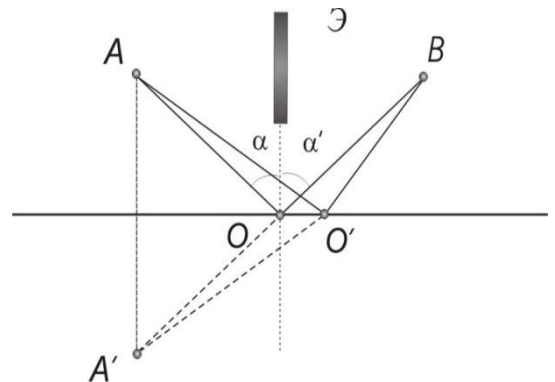


Рис. 3

Теперь получим с помощью принципа Ферма закон преломления света на границе раздела двух однородных прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_2 . Найдем точку C (рис. 4), в которой должен преломиться луч, распространяясь от точки A к точке B , чтобы оптическая длина пути L была экстремальной.

Оптическая длина пути для произвольного луча равна

$$L = n_1 S_1 + n_2 S_2 = n_1 \sqrt{a_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}. \quad (7)$$

Для нахождения экстремального значения, необходимо продифференцировать L по x и приравнять производную к нулю:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{n_1 x}{\sqrt{a_1^2 + x^2}} - \frac{n_2 (b-x)}{\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = n_1 \frac{x}{S_1} - n_2 \frac{b-x}{S_2} = 0.$$

Множители при n_1 и n_2 равны соответственно $\sin \alpha$ и $\sin \beta$, следовательно, получаем соотношение $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$, выражающее закон преломления.

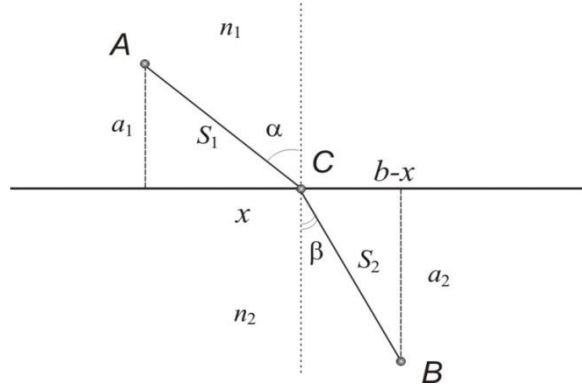


Рис.4

Экспериментальная установка

Для быстрого и удобного определения показателя преломления жидкостей существует специальные оптические приборы – *рефрактометры*, основной частью которых являются две призмы (рис. 5): вспомогательная *Пр.1* и измерительная *Пр.2*. В зазор между призмами наливается исследуемая жидкость.

При измерениях показателей могут быть использованы два метода: метод скользящего луча (для прозрачных жидкостей) и метод полного внутреннего отражения (для темных, мутных и окрашенные растворов). В данной работе используется первый из них.

В **методе скользящего луча** свет от внешнего источника проходит сквозь грань AB призмы *Пр.1*, рассеивается на ее матовой поверхности AC и далее через слой исследуемой жидкости проникает в призму *Пр.2*. Матовая поверхность становится источником лучей всех направлений, поэтому она может наблюдаться сквозь грань EF призмы *Пр.2*. Однако грань AC можно наблюдать сквозь EF только под углом, большим некоторого предельного минимального угла i . Величина этого угла однозначно связана с показателем преломления жидкости, находящейся между призмами, что и случит основной идеей конструкции рефрактометра.

Рассмотрим прохождение света через грань EF нижней измерительной призмы *Пр.2*. Как видно из рис. 5, применяя дважды закон преломления света, можно получить два соотношения:

$$\frac{\sin Q}{\sin r} = \frac{n_1}{n} \quad (8)$$

$$\frac{\sin r_1}{\sin i} = \frac{n_{\text{возд}}}{n_1} \quad (9)$$

Решая эту систему уравнений, нетрудно прийти к выводу, что показатель преломления жидкости

$$n = \frac{\sin r}{\sin r_1 \cdot \sin Q} \sin i \quad (10)$$

зависит от четырех величин: Q , r , r_1 и i . Однако не все они независимы. Так, например,

$$r + s = R, \quad (11)$$

где R - преломляющий угол призмы *Пр.2*. Кроме того, задав углу Q максимальное значение 90° , из уравнения (8) получим:

$$r = \arcsin \frac{n}{n_1} = r_{\max} \quad (12)$$

Но максимальному значению угла r , как это видно из рис. 5 и соотношений (10) и (11), соответствуют минимальные значения углов i и r_1 , т.е. $i_{\min}$ и $r_{\min}$.

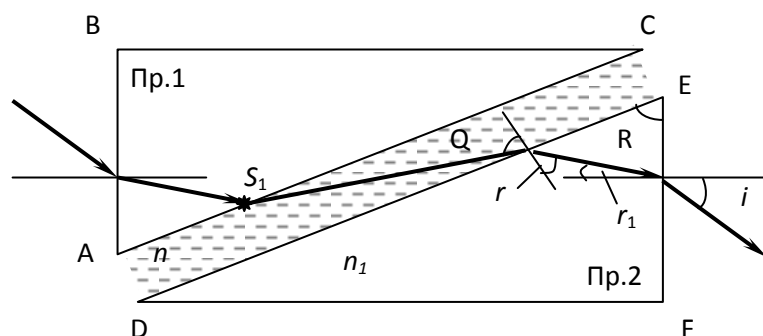


Рис. 5. Ход луча в призмах рефрактометра

Таким образом, показатель преломления жидкости для случая «скользящих» лучей связан только с углом i . При этом существует минимальное значение угла i , когда грань AC еще наблюдается, т. е. в поле зрения она кажется зеркально белой. Для меньших углов наблюдения грань не видна, и в поле зрения это место кажется черным. Поскольку зрительная труба прибора захватывает сравнительно широкую угловую зону, то в поле зрения одновременно наблюдаются светлый и черный участки, граница между которыми соответствует минимальному углу наблюдения и однозначно связана с показателем преломления жидкости. Используя окончательную расчетную формулу:

$$n = \sin R \sqrt{n_1^2 - \sin^2 i_{\min}} - \cos R \sin i_{\min} \quad (13)$$

(ее вывод опущен) и ряд жидкостей с известными показателями преломления, можно проградуировать прибор, т.е. установить однозначное соответствие между показателями преломления жидкостей и углами $i_{\min}$. Все приведенные формулы выведены для лучей одной какой-либо длины волны.

Свет различных длин волн будет преломляться с учетом дисперсии призмы. Таким образом, при освещении призмы белым светом граница раздела будет размыта и окрашена в различные цвета вследствие дисперсии. Поэтому в каждом рефрактометре есть компенсатор, который позволяет устранить результат дисперсии. Он может состоять из одной или двух призм прямого зрения - призм Амичи. Каждая призма Амичи состоит из трех стеклянных призм с различными показателями преломления и различной дисперсией, например, крайние призмы изготовлены из кронгласа, а средняя - из флинтгласа (кронглас и флинтглас - сорта стекол). Поворотом призмы компенсатора с помощью специального устройства добиваются резкого без окраски изображения границы раздела, положение которой соответствует значению показателя преломления для желтой линии натрия $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ (призмы рассчитаны так, чтобы лучи с длиной волны $5893 \text{ \AA}$ не испытывали в них отклонения).

Лучи, прошедшие компенсатор, попадают в объектив зрительной трубы, далее через обращательную призму проходят через окуляр зрительной трубы в глаз наблюдателя.

Схематический ход лучей показан на рис.6.

Шкала рефрактометра отградуирована в значениях показателя преломления и концентрации раствора сахарозы в воде и расположена в фокальной плоскости окуляра. В данной конструкции рефрактометра имеются два окна для измерения показателя преломления прозрачных и мутных жидкостей. Одно из окон, в зависимости от жидкости, закрывается.

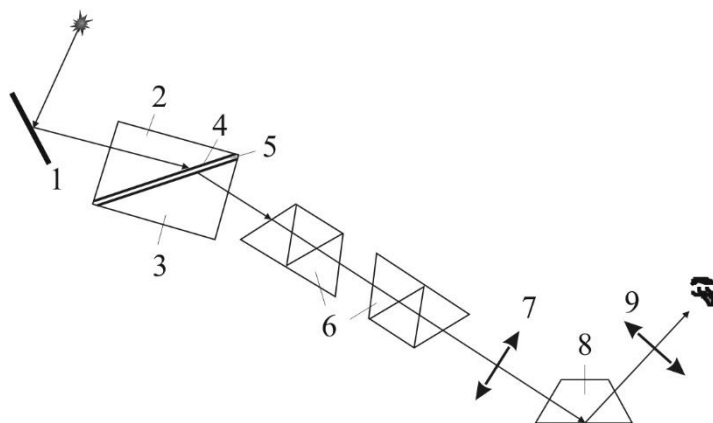


Рис. 6.

1 - осветительное зеркало, 2 - вспомогательная (откидная) призма, 3 - измерительная призма, 4 - матовая поверхность, 5 - исследуемое вещество, 6 - призмы компенсатора, 7 - объектив зрительной трубы, 8 - обращающая призма, 9 - окуляр зрительной трубы.

Метод полного внутреннего отражения применяется для определения показателя преломления темных, мутных и окрашенных растворов. Ход лучей при использовании данного метода представлен на рис. 7.

Свет от источника проходит сквозь матовую поверхность грани DF призмы Π_2 . Затем рассеивается на этой грани и под всевозможными углами падает на границу раздела стекло-жидкость. При этом если $r_2 > r_1$ будет происходить полное внутренне отражение, если $r_2 < r_1$ – свет отражается частично. В окуляре зрительной трубы будет наблюдаться резкая граница раздела между светом и полутенью.

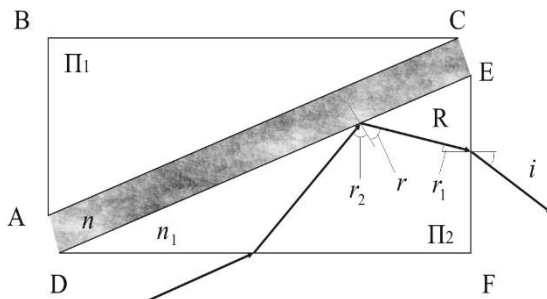


Рис. 7. Ход луча в призмах рефрактометра ИРФ-22

Поскольку условия, которые опрееляют величину предельного угла и в методе скользящего луча, и в методе полного внутреннего отражения, совпадают, то положение границы раздела света и темноты в обоих случаях оказывается одинаковым.

Необходимо отметить, что рефрактометр Аббе может быть использован для определения показателя преломления твердых тел. Для этого применимы как метод скользящего луча, так и метод полного отражения.

Экспериментальная установка

Технический рефрактометр Аббе предназначен для определения показателя преломления жидких тел. Модель данного прибора – рефрактометр ИРФ-22 представлена на рис. 8.

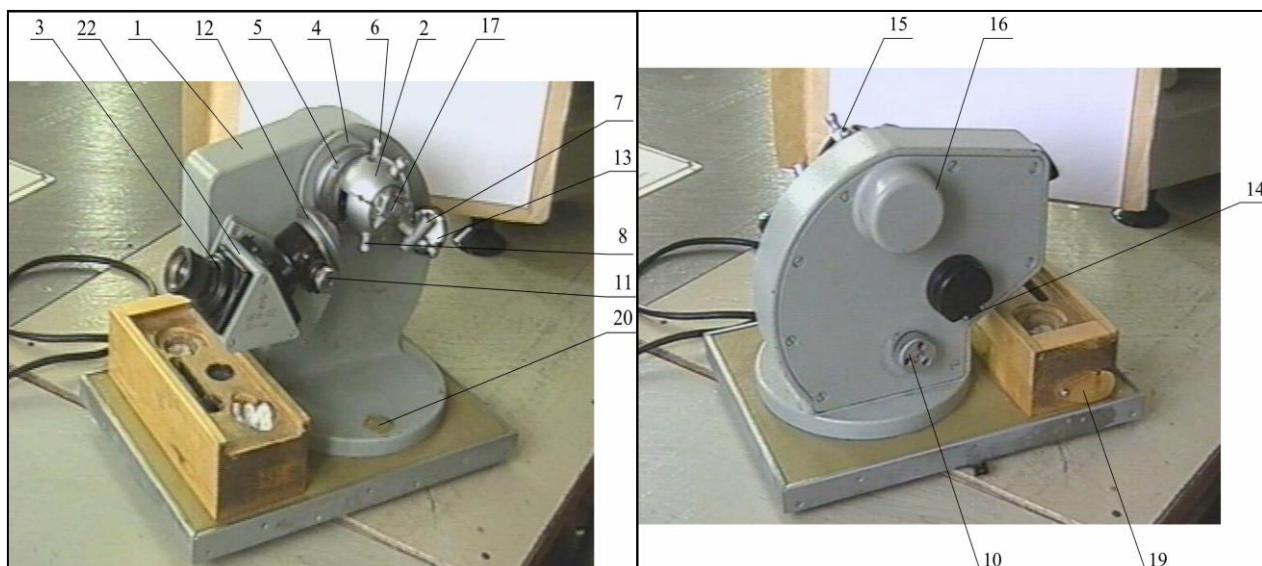


Рис. 8. Рефрактометр ИРФ-22

Прибор ИРФ-22 состоит из следующих основных частей: корпуса 1, измерительной головки 2 и зрительной трубы 3 с отсчетным устройством. В измерительной головке находится призмный блок Аббе, который является основной частью рефрактометра. Призмный блок Аббе состоит из двух стеклянных призм, имеющих вид прямоугольных треугольников и сложенных гипотенузными гранями. Между гранями призм имеется зазор (примерно равный 0,1 мм), который служит для помещения исследуемой жидкости. Верхнюю призму называют вспомогательной, а нижнюю – измерительной. Показатель преломления измерительной призмы, изготовленной из оптически плотного стекла (тяжелый флинт), больше 1,7, а это означает, что измерения показателей преломления с помощью рефрактометра ИРФ-22 могут проводиться для веществ, показатели преломления которых $n < 1.7$. Призмный блок Аббе, жестко связан со шкалой отсчетного устройства, расположенной внутри корпуса. Шкала подсвечивается зеркалом 14 и проектируется специальной оптической системой в поле зрения трубы. Таким образом, в поле зрения трубы одновременно видны границная линия, крест нитей, деления шкалы и визирный штрих шкалы. Чтобы найти границу раздела и совместить ее с перекрестием, необходимо вращая маховичок 10, наклонить измерительную головку. Окрашенность наблюдаемой границы устраняется поворотом компенсатора с помощью маховичка 11. Вместе с компенсатором одновременно вращается барабан 12 со шкалой, по которой в случае необходимости можно измерить дисперсию вещества. Подсветка исследуемого вещества осуществляется с помощью зеркала 13 дневным светом.

На поверхность измерительной призмы наносят несколько капель исследуемой жидкости и осторожно закрывают головку; наблюдают в окно 15, чтобы жидкость полностью заполнила зазор между измерительной и осветительной призмами. Осветительное зеркало 13 устанавливают перед окном 15 так, чтобы поле зрения трубы было равномерно освещено, затем зеркало закрепляют винтом 16. Вращая маховичок 10, находят границу раздела света и тени, маховичком 11 устраняют ее окрашенность. Точно совмещая границу раздела с перекрестием сетки, снимают отсчет по шкале показателей преломления. Индексом для отсчета служит неподвижный визирный штрих сетки. Целые, десятые, сотые и тысячные доли значения показателя преломления отсчитываются по шкале.

По окончании измерений тщательно вытирают рабочие поверхности блока Аббе мягкой тряпочкой или фильтровальной бумагой. Полированную грань измерительной призмы надо вытирать очень осторожно, чтобы не повредить полировку. Затем призмы промывают спиртом или эфиром, протирают и оставляют блок на некоторое время открытым для просушки. После этого измерительную головку осторожно закрывают, и прибор накрывают футляром.

Методика проведения эксперимента

1. Прежде чем приступить к определению показателя преломления исследуемой жидкости необходимо убедиться в правильности работы рефрактометра. Такую проверку проще всего выполнить, измерив показатель преломления вещества с известным показателем преломления. В качестве такого вещества будем использовать дистиллированную воду, показатель преломления которой равен 1,333.

Откройте предназначенное для подсветки шкалы зеркало и направьте свет от окна в лаборатории или от осветительной лампы на шкалу показателей преломления, с помощью окуляра добейтесь резкого изображения измерительной шкалы и перекрестия. Поднимите вспомогательную призму и с помощью пипетки нанесите несколько капель дистиллированной воды на измерительную призму. Осторожно опустите первую призму в исходное положение, посмотрите в окуляр и убедитесь в том, что вода полностью заполнила зазор между измерительной и осветительной призмами. Затем установите осветительное зеркало таким образом, чтобы поле зрения трубы было равномерно освещено, закрепите зеркало в данном положении. Вращая блок измерительной и вспомогательной призм, найдите в поле зрения окуляра границу света и темноты. Устраните окрашенность последней с помощью компенсатора. Совместите точку перекрестия с границей света и тени и по шкале показателей преломления определите показатель преломления дистиллированной воды. При условии, что рефрактометр исправен, для дистиллированной воды должно получиться значение показателя преломления указанное выше, то есть 1,333. Если же полученное значение отличается от теоретического следует найти поправку к шкале $\Delta n = n_{\text{изм.}} - 1,333$. Внесите полученную поправку в таблицу 1 отчета и учитывайте ее при дальнейших измерениях.

2. Не забывайте, что рабочие поверхности вспомогательной и измерительной призм легко повредить, поэтому при работе с ними необходимо соблюдать осторожность. Для получения правильных значений показателя преломления после каждого опыта необходимо обязательно тщательно вытирать рабочие поверхности обеих призм мягкой тряпочкой или фильтрованной бумагой. Вытирая поверхность измерительной призмы будьте внимательны, можно повредить полировку.

3. Измерьте показатели преломления растворов поваренной соли, концентрация которых известна. Результаты измерений занесите в таблицу 2 отчета. Определите истинные значения показателей преломления исследуемых растворов, эти данные также внесите в таблицу 2.

4. Используя данные таблицы 2, постройте график зависимости показателя преломления n от концентрации C .

5. Определите показатель преломления раствора поваренной соли с неизвестной концентрацией. Используя график определить неизвестную концентрацию. Полученный результат внесите в таблицу 2. Узнайте у лаборанта или преподавателя неизвестную концентрацию, сделайте выводы.

Контрольные вопросы.

1. Почему при переходе от законов физической оптики к законам геометрической оптики существенно $\lambda \rightarrow 0$?
2. Сформулируйте законы геометрической оптики.
3. Сформулируйте принцип Ферма.

4. Что называется абсолютным и относительным показателем преломления? От чего зависит абсолютный показатель преломления?
5. Что такое полное внутреннее отражение? Условие полного внутреннего отражения.
6. Какие методы определения показателя преломления жидкостей существуют? Какой используется в данной работе?

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ.

Цель работы: изучение явлений интерференции и дифракции света с помощью дифракционной решетки; измерение длины волны лазера с помощью дифракционной решетки.

Оборудование и материалы: дифракционная решетка, оптическая скамья, лазер, экран.

Краткая теория

Интерференция монохроматического света.

Интерференция света – это частный случай явления интерференции волн, заключающийся в пространственном перераспределении энергии светового излучения при суперпозиции (наложении) электромагнитных волн. Необходимым условием интерференции любых волн является их когерентность – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Строго когерентными могут быть лишь монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. Эти характеристики для монохроматических волн остаются постоянными неограниченно долго. Свет, излучаемый любым реальным источником, не обладает данными свойствами. Однако монохроматическая идеализация оказывается необходимой для решения многих задач, в частности для определения положения максимумов и минимумов интерференционной картины.

Предположим, что в некоторую точку пространства приходят две монохроматические световые волны, напряженности электрического поля которых равны E_1 и E_2 (векторы напряженностей магнитного поля волн равны H_1 и H_2 ; E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях). Предполагая, что E_1 и E_2 в точке наблюдения совершают колебания вдоль одной прямой, можно отвлечься от векторного характера колебаний. Тогда

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где E_{01} и E_{02} , φ_1 и φ_2 – амплитуды и начальные фазы колебаний.

Амплитуда результирующего колебания в рассматриваемой точке

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1),$$

где последнее слагаемое, учитывающее взаимодействие пучков, называется интерференционным членом. Поскольку волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1)$$

(при распространении света в однородной среде интенсивности волн пропорциональны квадратам их амплитуд: $I \sim E^2$)

Если колебания синфазны (фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π), то интенсивность максимальна:

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2;$$

если колебания противофазны (фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π), то интенсивность минимальна:

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

Таким образом, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн наблюдается *интерференция света* – происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Следует, однако, отметить, что две монохроматические световые волны, распространяясь в одном направлении, не интерферируют между собой, если они линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Для некогерентных волн разность фаз колебаний хаотически изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю и интенсивность (1) результирующей волны всюду одинакова: при $I_1 = I_2$ интенсивность $I = 2I_1$ (для когерентных волн при указанном условии в

максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$). Действительно, при наложении света от двух ламп интерференция не наблюдается. Следовательно, независимые источники света некогерентны, а их излучение немонохроматично. Причины этого заключены в самом механизме излучения света атомами (молекулами, ионами) источника света. Возбужденный атом излучает в течение очень короткого промежутка времени высвечивания $\tau = 10^{-8}$ с, после чего он, растратив избыточную энергию на излучение, возвращается в нормальное (невозбужденное) состояние. Через некоторый промежуток времени атом может вновь возбудиться, получив энергию извне и начать излучать. Такое прерывистое излучение света атомами в виде отдельных кратковременных импульсов – цугов волн – характерно для любого источника света независимо от вида конкретных процессов, происходящих в нем и вызывающих возбуждение атомов. При спонтанном излучении атомы излучают независимо друг от друга со случайными начальными фазами, беспорядочно изменяющимися от одного акта излучения к другому. Поэтому спонтанно излучающие атомы представляют собой некогерентные источники света.

Невозможность осуществления независимых когерентных источников света заставляет прибегнуть к искусственному приему. Этот прием состоит в том, что заставляют интерферировать части одной и той же волны, идущие от единственного источника и достигающие точки наблюдения по разным путям, благодаря чему между ними возникает некоторая разность хода. Когерентность обеспечивается тем, что обе интерферирующие волны одновременно испускаются одним источником.

Пусть в какой-то точке (в ней фаза колебаний равна ωt) произошло разделение волны на две когерентные волны, а до точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , а вторая – в среде с показателем преломления n_2 путь s_2 . Тогда в точке M первая волна возбудит колебание $E_{01}\cos\omega(t - s_1/v_1)$, вторая – $E_{02}\cos\omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ – соответственно фазовая скорость первой и второй волн. Разность фаз колебаний, возбуждаемых в точке наблюдения,

$$\Psi = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta.$$

Произведение геометрической длины пути s световой волны в данной среде на показатель преломления n этой среды называют оптической длиной пути, а $\Delta = L_2 - L_1$ – оптической разностью хода.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

то $\Delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, находятся в одинаковой фазе. Следовательно, условие (2) является условием интерференционного максимума.

Если

$$\Delta = \pm(2m + 1)\lambda/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

то $\Delta = \pm(2m + 1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами находятся в противофазе. Следовательно, (3) является условием интерференционного минимума.

Расчет интерференционной картины от двух источников.

Этот расчет для рассмотренных выше методов наблюдения интерференции света можно провести, используя две узкие параллельные щели S_1 и S_2 , расположенные очень близко друг к другу на расстоянии d (рис. 1). Они являются когерентными источниками – реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической системе. Рассмотрим результат интерференции в некоторой точке A экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l ($l \gg d$). Начало отсчета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей.

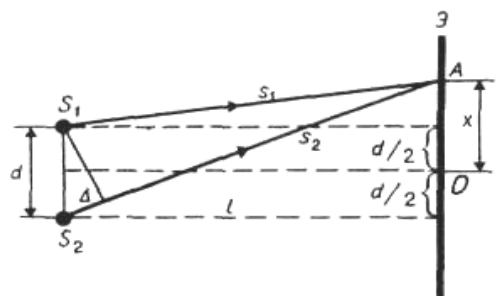


Рис. 1

Интенсивность в любой точке экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$. Из рис. 15.1. следует, что

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

откуда

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd,$$

или

$$\Delta = s_2 - s_1 = 2xd / (s_2 + s_1).$$

Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = xd / l. \quad (4)$$

Подставив (4) в (2) и (3), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5)$$

а минимумы – при

$$x_{\max} = \pm (m + 1/2) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (6)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое шириной интерференционной полосы, равно

$$\Delta x = l \lambda_0 / d, \quad (7)$$

где Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных l , d и λ_0 . Согласно формуле (7), Δx обратно пропорционально d ; следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м, поэтому четкая интерференционная картина, доступная для наблюдения, имеет место при $l \gg d$ (это условие и принимается в расчете).

Из выражений (5) и (6) следует, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий $m = 0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) порядков и т. д.

Описанная картина, однако, справедлива лишь при освещении монохроматическим светом. Если использовать белый свет, то интерференционные максимумы для каждой длины волны, согласно формуле (7), смещены друг относительно друга и имеют вид радужных полос. Только для $m = 0$ максимумы всех длин волн совпадают и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго и т.д. порядков (ближе к полосе находятся зоны фиолетового цвета, дальше – зоны красного цвета).

Дифракция света. Метод зон Френеля

Дифракция света – это совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света сквозь малые отверстия, вблизи границ непрозрачных тел и т.д. и обусловленных волновой природой света, и заключающихся в огибании светом препятствий. Под дифракцией света обычно понимают отклонения от законов распространения света, описываемых геометрической оптикой.

Объяснение дифракции возможно с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит источником вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Волновой фронт – это геометрическое место точек, до которых доходят колебания к некоторому моменту времени. Геометрическое место точек, для которых колебания имеют одинаковые фазы, называют волновой поверхностью. Волновой фронт также является волновой поверхностью.

Пусть для примера параллельный фронт волны (рассматриваем плоские волны) падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 2). Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т.е. волны огибают края отверстия, иными словами,

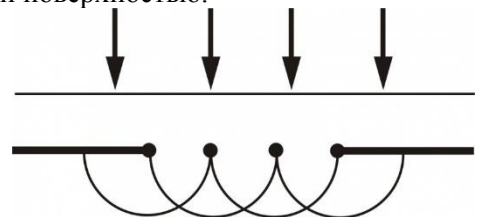


Рис. 2.

наблюдается явление дифракции.

Принцип Гюйгенса позволяет решать задачу лишь о направлении распространения волнового фронта, т.е. является принципом геометрическим. С его помощью можно, например, вывести законы отражения и преломления света на границе раздела двух сред. Однако принцип Гюйгенса не затрагивал по существу вопрос об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности распространяющихся за преградой световых волн. Кроме того, оставалось неясным, почему при распространении волны не возникает обратная волна.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, световая волна, возбуждаемая источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве такой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, а поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, для определения в некоторой точке пространства результирующей

интенсивности надо учесть интерференцию всех этих вторичных волн.

Пусть S – точечный источник монохроматического света (рис. 3), распространяющегося в однородной среде, а M – произвольная точка наблюдения, в которой определяется результирующая амплитуда световой волны, приходящей в эту точку. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, действие источника S заменяют действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности, в

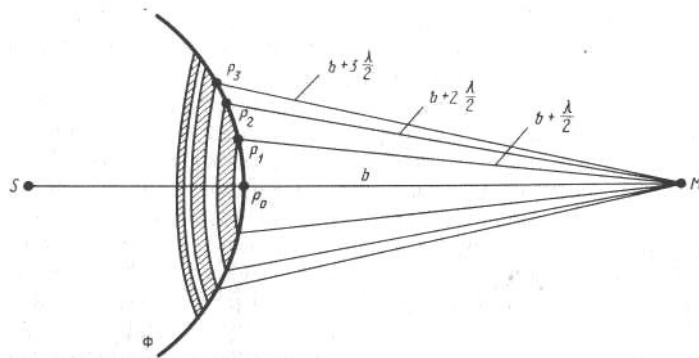


Рис. 3.

качестве которой выбрана волновая поверхность Φ .

Для определения результирующей амплитуды Френель предложил разбить волновую поверхность на кольцевые зоны, названные впоследствии зонами Френеля. Размеры кольцевых зон таковы, что разность хода лучей, идущих от соответственных точек каждой соседней зоны до точки наблюдения M , равна $\lambda/2$, т.е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2$. Для этого необходимо из точки M построить сферы радиусами $b + \lambda/2, b + 2\lambda/2, b + 3\lambda/2, \dots$

Колебания, возбуждаемые в точке M двумя соседними зонами, противоположны по фазе, так как разность хода соответствующих лучей от этих зон до точки наблюдения M равна $\lambda/2$, а поэтому при наложении эти колебания будут ослаблять друг друга. Следовательно, амплитуда результирующего колебания, возбужденного в точке M всей совокупностью зон,

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (8)$$

где $A_1, A_2, \dots$ - амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ... зонами.

Действие отдельных зон на точку M тем меньше, чем больше угол φ_m между нормалью n к поверхности зоны и направлением на M . Таким образом, действие зон постепенно убывает от центральной зоны к периферическим. Кроме того, с ростом m уменьшается интенсивность излучения в направлении точки M (увеличивается расстояние от зоны до точки наблюдения). Следовательно, $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$.

Так как общее число зон Френеля, уместающихся на полусфере огромно, а их площади очень малы, то в качестве допустимого возможно приближение: $A_m = (A_{m-1} + A_{m+1})/2$. С учетом этого приближения из выражения (8) следует, что амплитуда результирующих колебаний в точке $MA \approx A_1/2$. Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля. Поэтому, если на пути монохроматического света от точечного источника S поместить экран, закрывающий все зоны, кроме первой, то амплитуда в точке M увеличится по сравнению с полностью открытым волновым фронтом в два раза, а интенсивность – в четыре.

Дифракцию разделяют на два типа – в зависимости от расстояний от источника и точки наблюдения (экрана) до препятствия, расположенного на пути распространения света. Первый тип дифракции относится к случаю, когда на препятствие падает сферическая или плоская волна, а

дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся за препятствием на конечном от него расстоянии. Дифракционные явления этого типа впервые изучены Френелем и называются дифракцией Френеля (или дифракцией в сходящихся лучах). Этот тип дифракции будет подробно рассмотрен нами на практическом занятии.

Второй тип дифракции относится к случаю, когда на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной за препятствием. Дифракционные явления этого типа изучены Фраунгофером и называются дифракцией Фраунгофера (или дифракцией в параллельных лучах).

Дифракция Фраунгофера. Дифракционная решетка

Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на непрозрачный экран (рис. 4) с узкой щелью шириной a и длиной $l \gg a$ (т.е. щель бесконечно длинная). Дифракционная картина наблюдается на экране Э, находящемся в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через щель света. Плоскость щели и экран параллельны друг другу.

Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка щели является источником вторичных волн, колеблющихся в одинаковой фазе, поскольку плоскость щели совпадает с фронтом падающей плоской волны.

Параллельные пучки лучей, выходящие из щели в произвольном направлении φ (φ – угол дифракции), собираются линзой в точке B . Открытую часть волновой поверхности MN в плоскости щели разбивают на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M и проведенных так, чтобы разность хода от их соответственных точек была равна $\lambda/2$. При этом на ширине щели уместится $a \sin \varphi / (\lambda/2)$ зон.

Если число зон Френеля четное, т.е.

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

то в точке B наблюдается дифракционный минимум, если же число зон Френеля нечетное, т.е.

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

то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля. В направлении $\varphi = 0$ наблюдается центральный дифракционный максимум, поскольку колебания, вызываемые в точке B_0 всеми участками щели, происходят в одной фазе.

На рис. 5 приведен дифракционный спектр – зависимость распределения интенсивности на экране от угла дифракции. Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. С увеличением угла дифракции интенсивность побочных максимумов резко уменьшается.

При освещении немонахроматическим светом боковые полосы радужно окрашены. С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется, при этом его яркость уменьшается. С увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче, а число полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света.

В случае дифракции Фраунгофера на одной щели распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Поэтому перемещение щели параллельно себе не изменит дифракционной картины. Следовательно, дифракционные картины, создаваемые каждой из двух щелей в отдельности, будут одинаковыми. результирующая картина определится как результат взаимной интерференции волн, идущих от обеих щелей.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на непрозрачный экран (рис. 6) с двумя одинаковыми щелями шириной a , отстоящими друг от друга на расстоянии b ($a + b = d$). очевидно, что минимумы будут на тех же местах, как и в случае одной щели, так как те направления, в которых ни одна из щелей не посылает света, не получают его и при двух щелях.

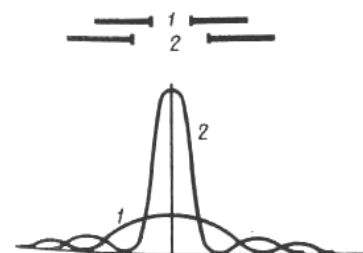


Рис. 5.

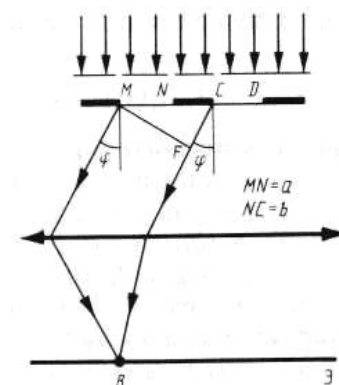


Рис. 6.

Следовательно, прежние (главные) минимумы интенсивности наблюдаются в направлениях, определяемых условием

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

Вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они могут гасить друг друга, т.е. могут возникнуть дополнительные минимумы. Это будут, очевидно, направления, которым соответствует разность хода лучей $\lambda/2$, $3\lambda/2$, ..., посылаемых от соответственных точек обеих щелей (например, точек M и C). Такие направления (рис. 6) определяются условием

$$CF = MC \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \lambda / 2, 3\lambda / 2, \dots \quad (9)$$

Таким образом, с учетом (9) условие дополнительных минимумов

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots).$$

В направлениях

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

действие одной щели усиливает действие другой, поэтому эти направления задают главные максимумы.

Таким образом, для двух щелей дифракционная картина определяется условиями

главные минимумы

$$a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$$

дополнительные минимумы

$$d \sin \varphi = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$$

главные максимумы

$$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$$

т.е. между двумя главными максимумами располагается дополнительный минимум, а максимумы становятся более узкими, чем в случае одной щели.

Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагаются два дополнительных минимума, при четырех щелях – три и т.п. В случае N щелей число дополнительных минимумов, наблюдаемых между соседними главными максимумами, составит $N - 1$.

Экспериментальная установка

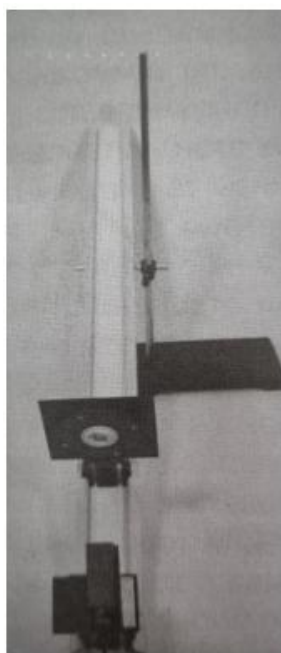


Рис. 7

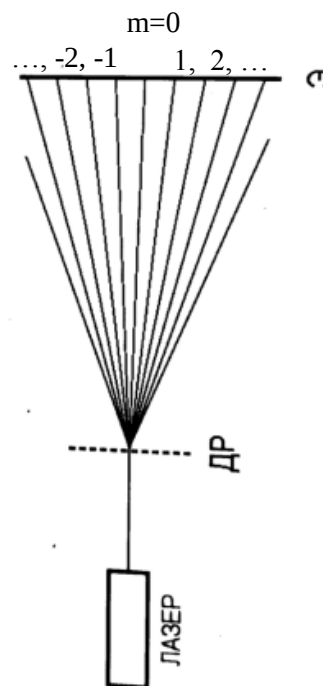


Рис. 8

Методика проведения эксперимента

Задание 1. Определение длины волны света с помощью дифракционной решетки.

1. Для проведения эксперимента собирают установку, внешний вид и оптическая схема которой представлены на рис. 7 и 8 соответственно.
2. Поместите дифракционную решетку в фиксатор.
3. Включите источник в сеть. **Осторожно лазерное излучение!**
4. На экране получите дифракционную картину в виде ряда точек –дифракционных максимумов различных порядков.
5. Измерьте расстояния между m и $-m$ максимумами ($2a$), определите величину a (расстояния от нулевого до m максимума).
6. Вычислить длину волны λ можно с помощью формулы (10), при этом $\sin\varphi \approx \tan\varphi$ (т.к. φ очень мал). При этом получаем $\lambda = \frac{d \tan\varphi}{m}$, где d – постоянная дифракционной решетки, $\tan\varphi = \frac{a}{b}$, где b – расстояние от решетки до экрана. Если φ большой, необходимо пользоваться формулой (10).
7. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1 отчета.
8. Вычислите длину волны лазера для каждого из порядков и найдите среднее значение, сравните с теоретическим значением $\lambda = 635$ нм.
9. Повторите измерения для второй дифракционной решетки.

Контрольные вопросы

1. Волновые свойства света. Интерференция света. Дифракция света.
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Дифракция Френеля и Фраунгофера.
4. Метод зон Френеля.
5. Дифракционные решетки, устройство, характеристики и виды.
6. Условие максимума дифракционной решетки.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы: изучение видимой части спектра излучения атомарного водорода, экспериментальное определение постоянной Ридберга и ее сравнение с вычисленной теоретически.

Оборудование и материалы: водородная газоразрядная трубка, источник питания трубки, спектроскоп.

Краткая теория

Важную роль в раскрытии законов микромира сыграло экспериментальное изучение спектров атома водорода. Бальмер, а затем Ридберг и Ритц установили, что спектр излучения отдельных атомов водорода (разреженных газов) состоит из узких линий; в нем световая энергия концентрируется в узких областях частот.

Опытами Резерфорда по рассеянию α – частиц было установлено, что атом любого химического элемента представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено тяжелое положительное ядро с зарядом Ze (Z – атомный номер элемента), имеющее размеры 10^{-12} см, а вокруг ядра расположены Z электронов, расположенных по всему объему, занимаемому атомом.

Ядерная модель атома в сочетании с классической механикой и электродинамикой не в состоянии объяснить ни устойчивость атома, ни характер атомного спектра. Выход был предложен Нильсом Бором, который сформулировал законы движения электрона в атоме в виде постулатов.

1. Электрон в атоме может вращаться только по строго определенным (стационарным) орбитам, радиус которого определяется из условия

$$m_e v r = n \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

где $m_e v r$ – момент импульса электрона, h – постоянная Планка, m_e и v соответственно масса и скорость электрона, $n=1,2,3,\dots$ – квантовые числа, определяющие принадлежности электрона к той или иной орбите радиуса r .

2. Вращаясь по стационарным орбитам, электрон не излучает энергии.
3. Излучение происходит лишь при переходе электрона из стационарного состояния с большим значением энергии E_2 в другое стационарное состояние с меньшим значением энергии E_1 . При этом излучается квант света, частота (ν) которого определяется из условия:

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (2)$$

где $h\nu$ – энергия излучения кванта.

Излучение происходит при переходе электрона с внешних орбит на внутренние. Если возбужденный электрон переходит с внутренних орбит на внешние, то происходит поглощение энергии.

Вычислим радиус стационарных орбит и полную энергию электрона в водородоподобном атоме (атом с порядковым номером Z , из которого удалены все электроны, кроме одного). Уравнение движение электрона имеет вид:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (3)$$

Исключив v из уравнений (1) и (3), получим выражение для радиусов допустимых (разрешенных) орбит:

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m Z e^2} \quad (4)$$

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро неподвижно) и энергии взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

Из выражения (3) следует, что:

$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$, следовательно $E = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$ подставив из выражения (4) значение радиуса получим, разрешенные значения энергий:

$$E = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{Zm_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (5)$$

Для атома водорода $Z=1$. Из формулы (5) следует, что квантовое число n определяет энергию электрона в атоме, так как остальные величины остаются постоянными.

Состояния с различными значениями энергии называются уровнями. Для перевода атома в возбужденное состояние (с $n>1$) ему необходимо сообщить энергию. Возврат атома в состояние с меньшим значением энергии сопровождается излучением кванта энергии

$$h\nu = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6)$$

Разделив обе части уравнения (6) на hc , получим:

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7)$$

Длины волн спектра водорода могут быть описаны очень точно следующей формулой:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8)$$

Постоянная R называется постоянной Ридберга, $\tilde{\nu}$ – спектроскопическое волновое число, m -число, определяющее серию (для наблюдаемой в работе серии Бальмера $m=2$), $n=m+1; m+2, \dots$ -числа, определяющие отдельные линии в каждой серии.

Из дискретности частот излучения (на основе гипотезы Планка о пропорциональности энергии излучения частоте света) естественно следует вывод о дискретности энергетических состояний атома. Спектральные закономерности и другие свойства атома водорода нашли полное объяснение в квантовой механике. Полученные с помощью уравнения Шредингера значения энергии, т.е. уровни энергии атома водорода, равны

$$E = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (9)$$

где $n=1, 2, 3, \dots$ -главное квантовое число. Заметим, что выражение (9) совпадает с формулой (5), полученной Бором для энергии атома водорода. Однако, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

Сравнивая (9) с (8), получим для R следующее выражение:

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2 c} \quad (10)$$

Серию линий, отвечающую $m=1$ и $n=2,3,4,\dots$, называют серией Лаймана. Все линии этой серии расположены в ультрафиолетовой области спектра.

Большинство линий серии Бальмера ($m=2$) расположено в видимой области спектра. Линии

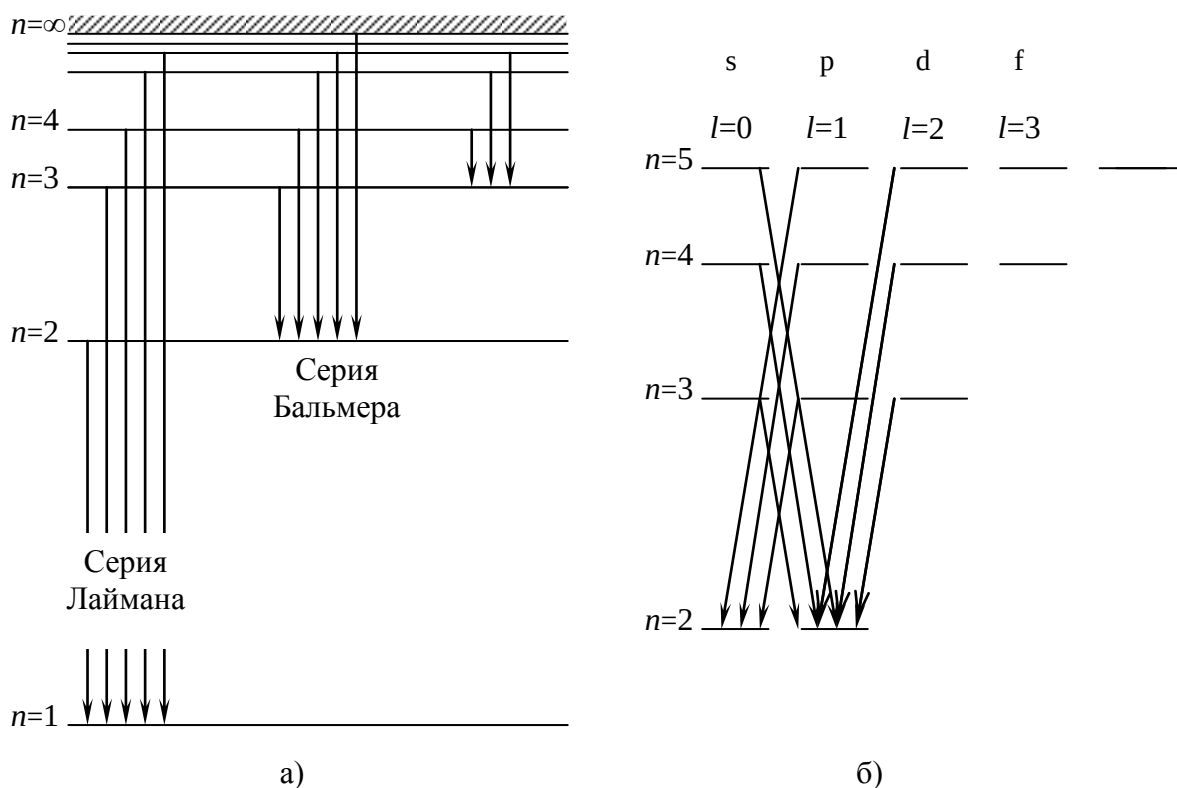


Рис.1

остальных серий ($m=3,4,\dots$) лежат в инфракрасной области. На рис. 1 изображены уровни энергии атома водорода и показаны (вертикальными линиями) возможные электронные переходы между состояниями.

На рис. 1б показана схема формирования серии Бальмера с учетом закона сохранения момента импульса ($\Delta l = \pm 1$). По вертикальной оси отложены значения энергии, а по горизонтали указаны состояния с различными значениями момента импульса, определяемого квантовым числом l .

Экспериментальная установка.

В настоящей работе изучается серия Бальмера, линии которой лежат в видимой области. Для измерения длин волн спектральных линий в работе используется спектроскоп (рис. 2), ход лучей в котором приведен на рис. 3.

Газоразрядную водородную трубку, являющуюся источником излучения, устанавливают перед входной щелью спектроскопа. Для наблюдения спектра служит средняя суженная часть трубки, так как интенсивность свечения в этой части наибольшая. Необходимое для разряда напряжение подается на трубку от источника высокого напряжения. Регистрацию спектров излучения производят визуально с помощью зрительной трубы.



Рис. 2

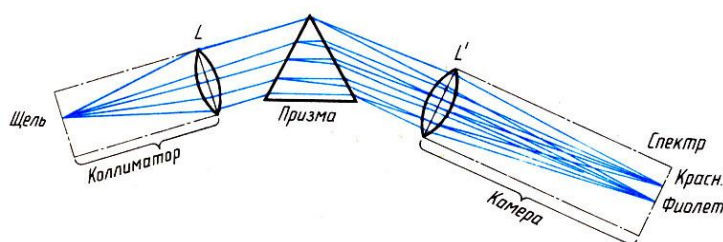


Рис. 3

Методика проведения эксперимента

1. Измерьте длины волн водородных линий. Найдите в спектре крайнюю левую линию (в красной области спектра). Для отсчета положения спектральной линии ее центр совмещают с острием указателя. Отсчет производится по делениям барабана. Для уменьшения ошибки ширину щели делают по возможности малой (0,02-0,03 мм). Для наблюдения слабых линий в фиолетовой области щель следует несколько увеличить (до 0,05-0,06 мм). Результаты измерений занесите в таблицу. Измерение линий спектра повторите не менее трех раз.

Следует отметить, что в спектре разряда наряду с линиями атомарного спектра наблюдается спектр молекулярного водорода. Молекулярный спектр состоит из сравнительно слабых полос (уширенных линий) в красно-желтой, зеленой и в голубой областях спектра.

2. Зная волновые числа линии и квантовые числа соответствующих электронных переходов, построить график зависимости $\tilde{\nu} = f(n^{-2})$. Из уравнения (8) видно, что график представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой равен R , а на оси ординат прямая отсекает отрезок, равный $R/4$ (рис. 4). Определите постоянную Ридберга двумя этими способами.

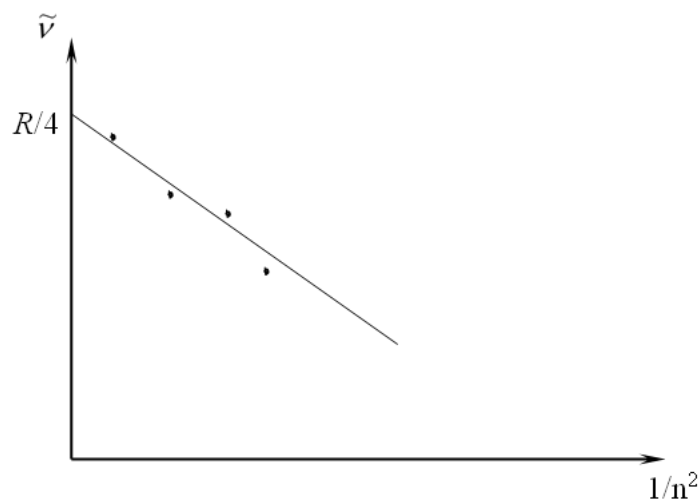


Рис. 4

3. Вычислите R по формуле (10) и сравните с результатом, полученным опытным путем. Определите погрешности измерений.

Контрольные вопросы

1. Что такое спектр электромагнитного излучения (ЭМИ)?
2. Что такое линейчатый спектр ЭМИ? Что является источником этого спектра?
3. Что такое полосатый спектр ЭМИ и что является его источником?
4. При каких условиях излучается сплошной спектр ЭМИ?
5. Опишите планетарную модель атома.
6. Сформулируйте основные положения теории Бора.
7. При каких условиях электроны в атоме излучают или поглощают ЭМИ?
8. Как связаны друг с другом характеристики фотона и электрона, который излучает данный фотон?
9. Какое уравнение используется для анализа квантовой модели атома?
10. Что является решением этого уравнения?
11. Как описывается электрон и его движение в квантовой модели атома?
12. Что определяет квадрат модуля волновой функции?
13. Дайте определение орбитали электрона в атоме.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ПО ДЛИНЕ ИХ ПРОБЕГА В ВОЗДУХЕ

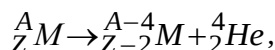
Цель работы: изучение основных механизмов взаимодействия альфа-частиц с веществом; определение энергии альфа-частиц по длине их пробега в воздухе.

Приборы и принадлежности: набор радиоактивных источников, блок детектирования, прибор для пересчета импульсов (лабораторный комплекс).

Введение

Альфа-частицы представляют собой ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, имеют заряд $+2e$, состоят из 4 нуклонов – 2 протонов и 2 нейтронов. Ее спин и магнитный момент равны нулю.

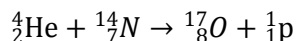
Альфа-частицы возникают при радиоактивном распаде атомных ядер, а также в различных ядерных реакциях. При альфа-распаде исходное материнское ядро испускает альфа-частицу и превращается в дочернее ядро по схеме



где A – массовое число ядра, а Z – атомный номер (заряд).

Альфа-частицы, испускаемые естественно-радиоактивными элементами, имеют энергию от 4 до 11 МэВ. Частицы с относительно небольшой энергией можно получить путем ионизации атомов гелия.

Альфа-частицы часто используют в качестве бомбардирующих частиц при изучении строения вещества. Именно при изучении рассеяния α - частиц на тонких металлических фольгах Резерфорд в 1911 г. сделал вывод, что масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющем размеры $\sim 10^{-13}$ см. Первая ядерная реакция



была также осуществлена с использованием α - частиц в 1919 г.

На современных ускорителях получают пучки α - частиц с энергией от нескольких до сотен мегаэлектронвольт (МэВ). Альфа-частицы таких энергий успешно используются для изучения свойств атомных ядер.

Теоретическая часть

Основными силами взаимодействия α - частиц с веществом являются кулоновские силы, основными процессами взаимодействия – процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения.

Упругое рассеяние – такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и происходит лишь перераспределение ее между частицами. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т. С. Происходит процесс рассеяния.

Проходя через вещество, α - частицы почти не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы ($M_\alpha = 7350 m_e$, в результате столкновения с электроном они отклоняются от первоначального направления не более чем на 30°). Столкновения с ядрами, напротив, приводят к их значительному рассеянию.

Упругое рассеяние заряженной частицы на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда

$$N(\theta) = \frac{1}{4} N n d \left(\frac{z Z e^2}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (1)$$

где $N(\theta)$ — число частиц, рассеянных в единице телесного угла под углом θ ; N — число частиц, падающих на 1 см^2 мишени в 1 с ; n — число ядер в 1 см^3 ; d — толщина мишени; Z заряд ядра-рассеивателя; z , m и v — заряд, масса и скорость частицы.

Формула Резерфорда была проверена экспериментально и оказалось, что она хорошо согласуется с опытом для широкого диапазона рассеивающих ядер, углов рассеяния и скоростей α -частиц.

Вывод формулы (1) был основан на следующих предположениях:

1. Между частицей и ядром действуют только кулоновские силы. В действительности помимо кулоновских сил между частицей и ядром при малых прицельных параметрах (большие углы рассеяния) могут действовать ядерные силы. Опыты по изучению рассеяния α -частиц больших энергий на ядрах показали, что существуют отступления от формулы Резерфорда, и характер этих отступлений позволил сделать определенные заключения о некоторых особенностях ядерных сил.

2. Отсутствует экранирование ядра атомными электронами. Между тем экранирование является существенным для малых углов рассеяния, когда частица пролетает на больших расстояниях от ядра. Поэтому для очень малых углов рассеяния формула (1) должна быть уточнена.

3. Масса налетающей частицы значительно меньше массы ядра. В этом случае частица при столкновении с ядром практически не теряет энергии, а лишь меняет направление движения (ядро остается неподвижным).

4. Скорость налетающей частицы значительно меньше скорости света (частица нерелятивистская).

5. Спины налетающей частицы и ядра — мишени равны нулю.

Формулы, учитывающие указанные эффекты, выведены Моттом. Они хорошо подтверждаются экспериментально.

Ионизационное торможение. В процессе ионизационного торможения энергия заряженной частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит.

Квантовомеханическое рассмотрение процесса торможения приводит к следующему выражению для потери энергии нерелятивистской частицей на единице длины пути:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{\bar{J}}, \quad (2)$$

Здесь z и v — заряд и скорость частицы; n — число электронов в 1 см^3 ; $\bar{J} = (13,5 Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, где Z — заряд ядер среды; m_0 — масса покоя электрона.

Таким образом, удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости частицы и не зависит от массы частицы M .

Для частиц со скоростями, близкими к скорости света ($\beta = v/c \sim 1$), учет релятивистских эффектов приводит к добавочным слагаемым в формуле для удельных потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 z^2}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{J} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (3)$$

Это выражение известно как формула Бете. Графическая зависимость dE/dx от энергии α -частицы представлена на рис. 1.

Пробег частицы R можно определить как расстояние, которое она проходит до момента полной потери энергии. Характерной особенностью α -частиц является существование у них определенного пробега: треки α -частиц одной энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии одной и той же длины с небольшим разбросом в ту или иную сторону (см. Приложение).

В энергетических α -спектрах радиоактивных нуклидов часто наблюдается тонкая структура, т. е. α -спектры зачастую состоят из дискретных линий, соответствующих α -распаду на различные состояния дочерних ядер. Например, при распаде чётно-чётных ядер, т. е. ядер, имеющих чётное число протонов и чётное число нейтронов, имеется интенсивная α -линия, соответствующая α -переходу между основными состояниями материнского и дочернего ядер, и одна или несколько линий с меньшей энергией и с меньшей интенсивностью, соответствующих α -переходам на возбужденные состояния дочернего ядра. Эти линии соответствуют так называемым *короткопробежным α -частицам*. Гораздо реже имеет место α -распад возбужденных состояний атомных ядер (например, распад состояний ^{214}Po). В этих случаях энергия α -частиц больше энергии α -группы из основного состояния, и такие α -частицы называют *длиннопробежными*.

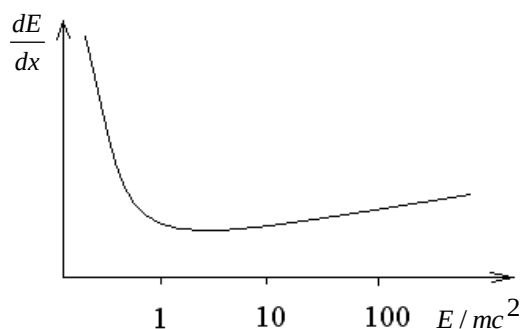


Рис. 1. Зависимость dE/dx от энергии α -частицы.

Величина пробега частицы определяется потерями энергии, которые происходят при ее движении. Потери эти различны для разных скоростей частиц.

1. При скоростях более $2,5 \cdot 10^9$ см/с ($E_\alpha > 15$ МэВ) величина $\ln\left(\frac{2m_0 v^2}{J}\right)$ в формуле (2) изменяется так медленно, что ее можно приближенно считать постоянной величиной порядка единицы. Раскроем выражение для $-dE/dx$:

$$-\frac{dE}{dx} = -d\left(\frac{Mv^2}{2}\right)/dx = -Mv \frac{dv}{dx}.$$

Воспользовавшись формулой (2), получим $-\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M} \frac{1}{v^3}$. Тогда

$$-v^3 dv = a dx, \quad a = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M}.$$

Проинтегрируем это выражение: $\int_0^{v_0} v^3 dv = a \int_0^R dx$. Здесь v_0 – начальная скорость частицы, R – величина ее пробега. Проинтегрируем последнее выражение и получим

$$R = \frac{v_0^4}{4a}. \quad (4)$$

2. При скоростях α -частиц $(1 \div 2,5) \cdot 10^9$ см/с (4 - 15 МэВ) можно приближенно считать, что $\ln(2m_0 v^2 / \bar{J}) \sim Bv$. Тогда

$$-\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 M} B \frac{1}{v^3} = \frac{b}{v^2} \Rightarrow -v^2 dv = b dx.$$

Интегрируя, получим

$$R = \frac{v_0^3}{3b}. \quad (5)$$

Для α -частиц с энергиями 4-11 МэВ можно пользоваться соотношением

$$R = 0,32 E^{3/2}. \quad (6)$$

В этой формуле пробег α -частиц в воздухе R (при 15 °С и нормальном атмосферном давлении) выражается в сантиметрах, а энергия E в мегаэлектронвольтах.

Если рассмотреть выражения для пробегов в данной среде разных частиц, имеющих одинаковые скорости, то можно убедиться, что они относятся как соответствующие частицам значения M/z^2 . Например, пробеги α -частиц и протонов, имеющих, равные скорости, относятся как

$$\frac{R_\alpha}{R_p} = \frac{M_\alpha}{z_\alpha^2} : \frac{M_p}{z_p^2} = 1.$$

При этом энергии α -частиц и протонов отличаются в 4 раза.

На рис. 2 связь между пробегом и энергией частицы представлена в виде номограммы, при помощи которой по пробегу α -частицы можно найти ее энергию, и наоборот.

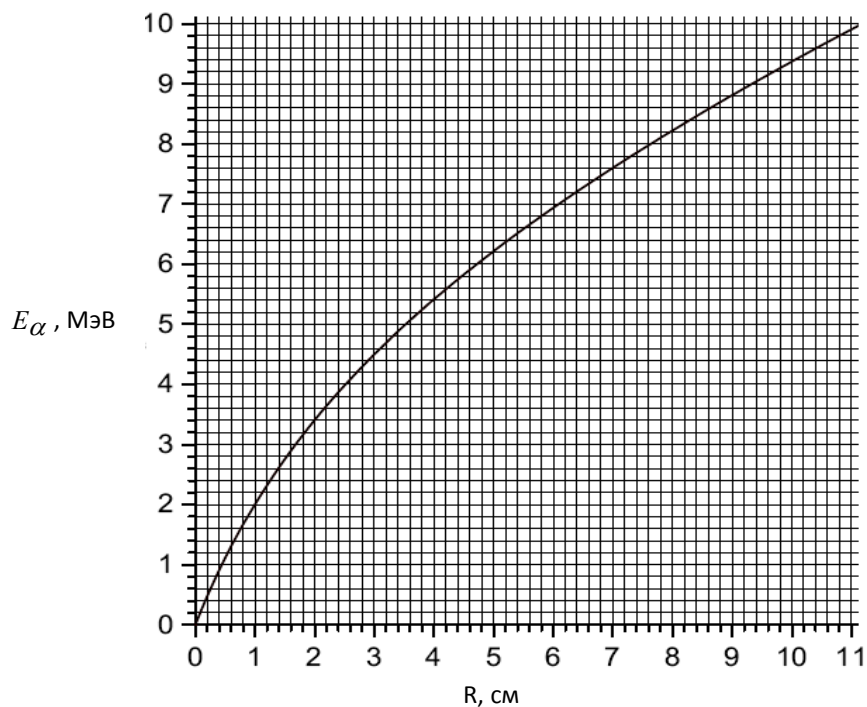


Рис. 2. Связь между энергией E_α и пробегом для α - частиц в воздухе при атмосферном давлении 760 мм. рт. ст. и температуре 15 °С.

Потеря энергии или торможение α -частицы в веществе сопровождается ионизацией. *Полной ионизацией* называется число пар ионов, образованных α -частицей на всем ее пути. *Удельной ионизацией* называют число пар ионов, образованных частицей на единице пути.

Удельная ионизация не является постоянной величиной, но функцией пройденного альфа-частицей расстояния. Если измерить зависимость удельной ионизации n от расстояния x , пройденного частицей, получится кривая, показанная на рис. 3. Эта зависимость называется *кривой Брэгга*.

Как видно из рисунка, с уменьшением скорости удельная ионизация возрастает, достигая острого максимума (пик Брэгга), и затем быстро падает до нуля.

Зная энергию α -частицы и число пар ионов, образованных ею на протяжении всего пути, можно определить среднюю энергию, затрачиваемую α -частицей на создание одной пары ионов. Оказалось, что эта величина почти не зависит от скорости частицы, но является важной характеристикой вещества. Табл. 1 дает ее значения для некоторых газов.

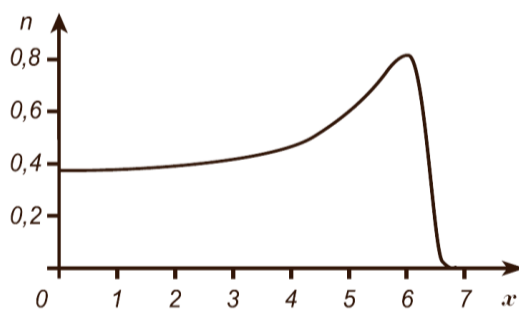


Рис.3. Кривая Брэгга.

Таблица 1.

Газ	$E, \text{эВ}$	Газ	$E, \text{эВ}$
H ₂	33,0	O ₂	33,3
He	27,8	Ne	27,4
N ₂	35,0	Ar	25,4

Разброс пробегов. Если мы возьмём достаточно тонкий источник α - частиц, то все частицы выходят из него с одинаковой скоростью (α - частицы, испускаемые естественно-радиоактивными источниками, монохроматичны). Между тем, как можно убедиться на опыте, их пробег оказывается не одинаковым.

Если исследовать параллельный пучок α - частиц, например, при помощи флуоресцирующего экрана, и подсчитать число сцинтилляций, увеличивая постепенно расстояние между источником и экраном, т.е. заставляя α - частицы проходить все больший слой воздуха, то оказывается, что число частиц N в пучке остаётся приблизительно постоянным вплоть до определённого расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (рис.4, кривая 1). Если эту кривую продифференцировать и построить величину $-dN/dx$ в зависимости от толщины слоя, то получится кривая 2. Эта кривая имеет резкий максимум при $x = R_{cp}$, показывающий, что подавляющее большинство α - частиц имеет определённый пробег с некоторым разбросом в ту или иную сторону. Величина R_{cp} называется *средним пробегом*. Разброс пробега называется *страгглингом*.

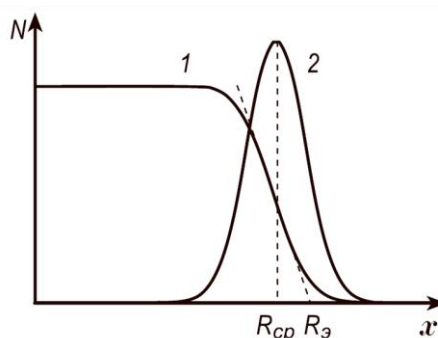


Рис. 4. Зависимость числа альфа-частиц, прошедших слой вещества, от толщины этого слоя.

Каковы же причины страгглинга?

Во-первых, дело во флуктуациях числа атомов на пути частицы. Число ионов, созданных частицей, т.е. потеря ею энергии, будет зависеть от этого числа. Если среднее число ионов, образуемых α - частицей на длине её пробега N , то возможное отклонение от этого числа, согласно статистическому закону, равно $\sqrt{N}$. Среднее число пар ионов, образуемых частицей, движущейся со скоростью $2 \cdot 10^9 \text{ см} / \text{с}$, равно $2,8 \cdot 10^5$. Флуктуация этого числа $\sqrt{N} = 5,3 \cdot 10^2$, т.е. составляет 0,2 %. Однако, как показывает опыт, флуктуации в пробеге частиц составляют не 0,2 %, а значительно больше (около 2 %).

Второй причиной, вызывающей страгглинг, является перезарядка частиц при их движении через среду. Если направить пучок α - частиц через камеру Вильсона с малой скоростью (пропустив их предварительно через фильтры перед камерой), то в треках α - частиц можно видеть разрывы — это участки пути, на которых они являются нейтральными. При прохождении α - частиц через вещество к ним может примкнуть один или два электрона. Таким образом, на всём пути частица имеет разный заряд. Опытами было установлено, что быстрая α - частица движется, в основном, как двухзарядный ион или даже как нейтральная частица. Естественно, что перезарядка вызовет дополнительные флуктуации в ионизации, и значит, флуктуации в пробеге. Эта причина даёт 1,5 - 1,7 % разброса пробегов.

Помимо среднего пробега α -частиц, существует понятие *экстраполированного пробега*. Кривые, подобные кривой 1 на рис.5, почти прямолинейны на значительном расстоянии вблизи конца пробега, где имеется быстрый спад. Экстраполированный пробег получается путём продолжения этой почти прямой линии до пересечения её с осью абсцисс, и величина, соответствующая точке пересечения, принимается за величину пробега. Этот пробег всегда больше, чем средний. В таблицах приводят значения, как среднего, так и экстраполированного пробегов. В номограмме (рис.2) даются значения среднего пробега.

Практическая часть

Описание методов определения энергии α - частиц

Определение энергии α - частиц по величине их пробега. Величина пробега α -частиц связана с их энергией (см. предыдущий параграф), поэтому, измеряя так или иначе пробег α -частиц в веществе, можно определить их энергию. Так как частицы сильно поглощаются веществом, то для удобства проведения опытов в качестве поглотителя применяется воздух. В таких опытах в камеру помещают радиоактивный α -источник и на определённом расстоянии от него устанавливают детектор α -частиц. Наполняя воздухом откачанную камеру, снимают зависимость скорости счета альфа-частиц от давления в камере. При этом получается зависимость, аналогичная зависимости на кривой 1 (см. рис. 4).

По результатам измерений вычислить пробег альфа-частиц. Пробег равен

$$R = l \frac{P_0}{760},$$

где l — расстояние от источника, до детектора; P_0 - давление, соответствующее максимуму кривой 2 (см. рис. 4) при температуре 15° С. При этом вводится поправка на изменение давления в зависимости от температуры (измеряется температура до начала и в конце опыта, а за окончательное значение температуры берется их среднее). В номограмме (рис. 2) приводится зависимость пробега α -частиц в воздухе от энергии при 15° С. Можно считать, что температура газа в приборе равна температуре окружающего воздуха. По закону Гей-Люссака $P/T = \text{const}$ при $V = \text{const}$. Исходя из этого, вводится соответствующую поправку на температуру. Определив таким образом R , по номограмме находят энергию α -частиц.

Метод отличается простотой, однако точность определения энергии α -частиц при этом невелика - 50-100 кэВ.

Определение энергии α -частиц по создаваемой ими полной ионизации. Этот метод основан на том, что число ионов, создаваемое α -частицами в ионизационной камере, пропорционально энергии α -частиц. Камера обычно наполняется смесью аргона (90%) и метана (10%). Размеры камеры порядка $10 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$, α -источники помещаются внутри камеры, что обеспечивает почти 4π -геометрию. С помощью ионизационной камеры можно определить энергию α -частиц с точностью 20-30 кэВ. Благодаря высокой чувствительности ионизационных камер их можно использовать для измерения энергии и интенсивности α -частиц от весьма слабых источников.

Сцинтилляционные α -спектрометры. Эти приборы имеют более высокие спектроскопические характеристики по сравнению с ионизационными камерами. В качестве детекторов α -частиц в таких спектрометрах чаще всего используются кристаллы ZnS. Амплитуда импульса тока на выходе ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки в кристалле, которая в свою очередь пропорциональна энергии α -частиц. С помощью сцинтилляционных спектрометров можно определять энергию α -частиц с точностью 10-20 кэВ. Применение кристаллов большой площади позволяет обеспечить высокую эффективность регистрации α -частиц и использовать сцинтилляционные спектрометры в прикладных областях, например, в дозиметрии, медицине, экологии и др.

α -спектрометры с полупроводниковыми детекторами имеют большие преимущества, перед ионизационными камерами, пропорциональными счетчиками и сцинтилляционными спектрометрами. Эти преимущества обусловлены гораздо более высокой разрешающей способностью полупроводниковых детекторов (~20 кэВ) и сравнительно простой конструкцией этих приборов. С помощью спектрометров с полупроводниковыми детекторами можно определять энергию α -частиц с точностью до 3-5 кэВ. Благодаря этим факторам спектрометры с полупроводниковыми детекторами стали основным инструментом для изучения α -спектров и получили широкое применение как в научных исследованиях, так и в прикладных областях. Некоторым недостатком спектрометров с полупроводниковыми детекторами является небольшой размер детекторов, что снижает эффективность регистрации α -частиц.

Метод магнитного анализа. Наиболее точное определение энергии заряженных частиц, в том числе α -частиц, производится с помощью магнитного анализа с использованием магнитных спектрометров различного типа. Эти приборы основаны на отклоняющем действии магнитного поля на движущуюся заряженную частицу. Разрешающая способность магнитных α -спектрометров составляет 2-5 кэВ, что позволяет определять энергии α -частиц с точностью 0,2-1,0 кэВ, которая недостижима другими методами. Однако магнитные α -спектрометры представляют собой весьма сложные и громоздкие устройства и используются только в специальных лабораториях.

Указания по выполнению работы

В настоящей работе определяется энергия α -частиц исследуемого нуклида по их пробегу в воздухе. Для этого снимается зависимость скорости счета α -частиц от расстояния между радиоактивным источником, закрепляемом в лабораторной станине специальным креплением, и счетчиком. Импульсы, возникающие в счетчике, усиливаются и регистрируются пересчетной схемой. Пересчетное устройство снабжено таймером, позволяющим устанавливать необходимое время индикации.

1. Включите установку и дайте ей прогреться в течение 1 мин.
2. Установите время индикации. Для этого необходимо нажать кнопку «Сброс», при этом во всех разрядах цифровых индикаторов должны появиться нули. С помощью кнопок «+» и «-» установите необходимое время индикации (отсчет времени индикации осуществляется нажатием кнопки «Пуск»).
3. Определите, какой из предлагаемых радиоактивных источников имеет максимальную активность А. Дальнейшие исследования проводите с этим образцом.
4. Проведите предварительные измерения зависимости счета N от расстояния x между источником и счетчиком, перемещая счетчик шагами по 1 мм. Постройте ориентировочный график $N=N(x)$.
5. Используя график, определите участки, требующие уточнения. Проведите соответствующие измерения (измерения проводить 3-5 раз со статистической точностью не хуже 3-5 %).
6. Результаты эксперимента представьте на графике в координатах N, x. Определите средний и экстраполированный пробег α -частиц в см.
7. Определите энергию α частиц по формуле (6) и по рисунку 2. Сравните полученные результаты.
8. Оцените точность полученного вами результата.

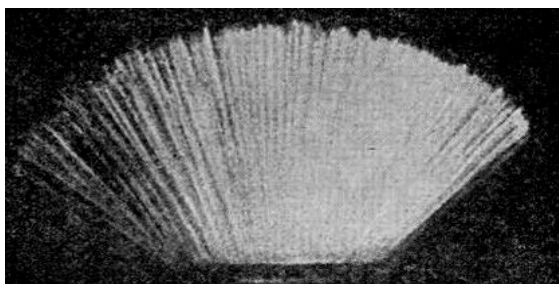
В отчете представить блок-схему установки, результаты в виде таблиц и графиков, значения среднего и экстраполированного пробега, значение энергии альфа-частиц.

Контрольные вопросы

1. Что такое альфа-частицы, каков их состав, в каких процессах они возникают и где они используются?

2. Какова энергия альфа-частиц, испускаемых естественно-радиоактивными элементами?
3. Каковы основные процессы взаимодействия альфа-частиц веществом?
4. Рассеяние альфа-частиц. Формула Резерфорда.
5. Ионизационное торможение альфа-частиц. Зависимость потерь энергии альфа-частиц от их начальной энергии.
6. Пробег альфа-частиц. Зависимость пробега от начальной энергии альфа-частиц.
7. Ионизация. Кривая Брэгга.
8. Страгглинг и его причины.
9. Метод определения энергии альфа-частиц по их пробегу. Схема установки, методика, проведения опыта и обработки данных.

Приложение



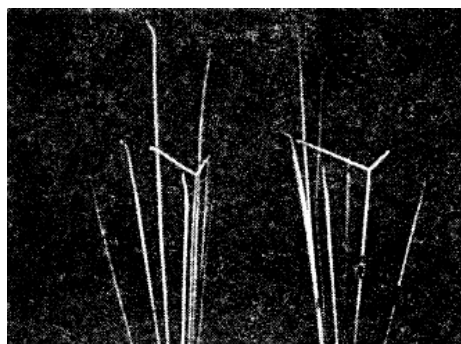
Фотография следов альфа-частицы в камере Вильсона. На снимке видно, что все альфа-частицы, вылетевшие из радиоактивного вещества, проходят в камере Вильсона практически одинаковый путь.



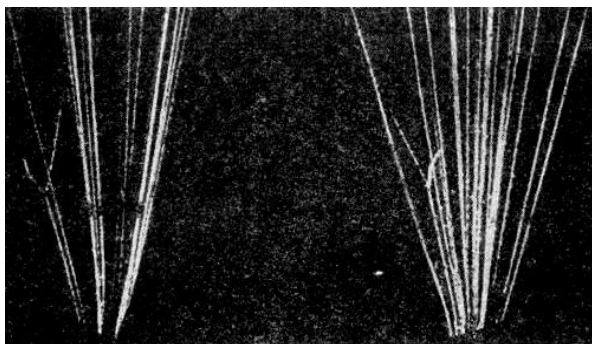
След альфа-частицы, испытавшей два столкновения.



Следы альфа-частиц в эмульсии. «Звезды», отчетливо видные на этой фотографии, представляют собой ядра, которые претерпевают ряд последовательных превращений с выбрасыванием альфа-частицы.



Пути альфа-частиц в камере Вильсона, наполненной кислородом.



Следы альфа-частиц в азоте. Видна вилка, образованная альфа-частицей. Более тонкий след принадлежит протону. Более жирный - ядру, захватившему альфа-частицу.



Расщепление азота альфа-частицами. Виден след выбитого протона, летящего в направлении, противоположном направлению альфа-частицы.

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА

**Методические указания для обучающихся по организации и проведению
самостоятельной работы**

Направление подготовки/специальность	01.03.02 Прикладная математика и информатика
--------------------------------------	--

**Ставрополь
2026**

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	99
ПЛАН-ГРАФИК ВЫПОЛНЕНИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ .. Ошибка! Закладка не определена.	
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА, ПОДГОТОВКЕ К ПРАКТИЧЕСКИМ ЗАНЯТИЯМ	100
МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ПОДГОТОВКЕ К ЭКЗАМЕНУ	101

ВВЕДЕНИЕ

Самостоятельная работа – планируемая учебная, учебно-исследовательская, научно-исследовательская работа студентов, выполняемая во внеаудиторное (аудиторное) время по заданию и при методическом руководстве преподавателя, но без его непосредственного участия (при частичном непосредственном участии преподавателя, оставляющем ведущую роль за работой студента).

Самостоятельная работа студента является важным видом учебной и научной деятельности студента. Федеральным государственным образовательным стандартом предусматривается значительный объем времени из общей трудоемкости дисциплины на самостоятельную работу. В связи с этим, обучение включает в себя две, практически одинаковые по объему и взаимовлиянию части – процесса обучения и процесса самообучения. Поэтому самостоятельная работа должна стать эффективной и целенаправленной работой студента.

Концепцией модернизации российского образования определены основные задачи профессионального образования – подготовка квалифицированного работника соответствующего уровня и профиля, конкурентоспособного на рынке труда, компетентного, ответственного, свободно владеющего своей профессией и ориентированного в смежных областях деятельности, способного к эффективной работе по специальности на уровне мировых стандартов, готового к постоянному профессиональному росту, социальной и профессиональной мобильности.

Решение этих задач невозможно без повышения роли самостоятельной работы студентов над учебным материалом, усиления ответственности преподавателей за развитие навыков самостоятельной работы, за стимулирование профессионального роста студентов, воспитание творческой активности и инициативы.

Самостоятельная работа студента предполагает, прежде всего, его научно-исследовательскую и практическую деятельность, поскольку именно эти виды учебной работы в первую очередь готовят к самостоятельному выполнению профессиональных задач. Конечной целью самостоятельной работы является организация самостоятельной познавательной деятельности, формирование умения самостоятельно анализировать информацию, выделять главное и второстепенное.

Основными формами самостоятельной работы студентов по дисциплине «Оптика» являются:

- подготовка к лабораторному занятию;
- самостоятельное изучение литературы;
- подготовка к экзамену.

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА, ПОДГОТОВКЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ ЗАНЯТИЯМ

При подготовке к лабораторным занятиям необходимо:

- повторить материал соответствующих лекций;
- внимательно изучить описание лабораторного занятия, изложенное в практикуме;
- ответить на вопросы по содержанию лабораторного занятия, задаваемые преподавателем на предварительном опросе перед выполнением заданий.

Все лабораторные занятия предполагают выполнение заданий.

В результате выполнения заданий достигаются следующие результаты обучения:

- развитие мышления и творческих способностей студента,
- приобретение и закрепление навыков самостоятельной работы,
- приобретение и закрепление навыков оформления и составления письменных заданий.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ПОДГОТОВКЕ К ЭКЗАМЕНУ

Для подготовки к ответам на экзаменационные вопросы обучающиеся должны использовать не только курс лекций и основную литературу, но и дополнительную литературу для выработки умения давать развернутые ответы на поставленные вопросы.

Ответы на теоретические вопросы должны быть даны в соответствии с формулировкой вопроса и содержать не только изученный теоретический материал, но и собственное понимание проблемы.

В ответах желательно привести примеры из практики.

Подготовку к экзамену по дисциплине необходимо начать с проработки основных вопросов, список которых приведен в рабочей программе дисциплины.

Для этого необходимо прочесть и уяснить содержание теоретического материала по учебникам и учебным пособиям по дисциплине. Список основной и дополнительной литературы приведен в рабочей программе дисциплины и может быть дополнен и расширен самими студентами.

Особое внимание при подготовке к экзамену необходимо уделить терминологии, т.к. успешное овладение любой дисциплиной предполагает усвоение основных понятий, их признаков и особенности.

Таким образом, подготовка к экзамену включает в себя:

- проработку основных вопросов курса;
- чтение основной и дополнительной литературы по темам курса;
- подбор примеров из практики, иллюстрирующих теоретический материал курса;
- выполнение промежуточных и итоговых тестов по дисциплине;
- систематизацию и конкретизацию основных понятий дисциплины;
- составление примерного плана ответа на экзаменационные вопросы.

ВОПРОСЫ К СОБЕСЕДОВАНИЮ

Базовый уровень

Механика

Базовый уровень

1. Какая система отсчета называется инерциальной? неинерциальной?
2. Сформулируйте первый закон Ньютона.
3. Что называется силой? массой? Как они вводятся в физику?
4. Сформулируйте второй закон Ньютона.
5. Сформулируйте третий закон Ньютона.
6. Как ставится основная задача динамики материальной точки?
7. Дайте определение математического маятника.
8. Что называют моментом инерции материальной точки, твердого тела?
9. Дайте определение момента силы.
10. Как направлены векторы момента силы, углового ускорения.
11. Дайте определение физического маятника.
12. Сформулируйте теорему Гюйгенса-Штейнера.
13. Сформулируйте закон сохранения момента импульса системы тел.
14. Сформулируйте закон сохранения энергии системы тел.
15. Запишите основное уравнение динамики вращательного движения.
16. Как рассчитать кинетическую энергию вращающегося тела?
17. Как связаны угловые и линейные кинематические величины?
18. Какие существуют виды сил трения? В чем отличие между ними?

Повышенный уровень

1. С помощью основного уравнения динамики вращательного движения получите уравнение колебаний математического маятника.
2. С помощью основного уравнения динамики вращательного движения получите уравнение колебаний физического маятника.
3. Получите формулу для расчета периода колебаний физического маятника – однородного стержня.
4. Можно ли применить закон сохранения энергии к диссипативной системе?
5. Физический смысл коэффициента трения качения и трения скольжения.

Молекулярная физика и термодинамика

Базовый уровень

1. Что называется удельной и молярной теплоёмкостью тела?
2. Процесс нагревания газа при постоянном объёме.
3. Процесс нагревания газа при постоянном давлении.
4. Уравнение Пуассона.
5. C_p и C_v , связь между ними.
6. Показатель адиабаты.
7. Устройство калориметра.
8. Явление переноса в газах, жидкостях и твердых телах.
9. Первое начало термодинамики.
10. Какие тела называются кристаллическими, а какие – аморфными. Их отличительные черты.

Повышенный уровень

1. Средняя длина свободного пробега молекул и ее связь с коэффициентом теплопроводности.
2. Механизмы плавления и кристаллизации.

Электричество и магнетизм

Базовый уровень

1. Напряженность электрического поля.
2. Энергетическая характеристика электрического поля, понятие потенциала электрического поля.
3. Проводники во внешнем электрическом поле.
4. Электростатическая индукция.
5. Электростатическая защита. Ее физический смысл.
6. Диполь. Поле диполя.
7. Поляризация диэлектриков.
8. Емкость. Конденсатор.
9. Соединения конденсаторов.
10. Энергия заряженного конденсатора.
11. Эффект Холла и его объяснение.
12. Температурная зависимость сопротивления проводников, термический коэффициент сопротивления, его физический смысл, единицы измерения.
13. Что такое магнитное поле, его характеристики (напряженность, магнитная индукция).
14. Линии напряженности магнитного поля и его вихревой характер.
15. Закон Био-Савара-Лапласа, магнитная постоянная.
16. Взаимодействие электрических токов.
17. Магнетизм Земли.
18. Движение заряженных частиц в электромагнитном поле.

19. Сила Лоренца, правило определения направления силы Лоренца.
20. Удельный заряд электрона и методы его определения.
21. Что называется переменным током?
22. В чем заключается явление самоиндукции?
23. Что называется индуктивностью, от чего она зависит, единицы ее измерения.
24. Магнитные свойства вещества.
25. Магнетики и их классификация.
26. Кривая намагничивания.

Повышенный уровень

1. Эквипотенциальные поверхности, линии. Связь между вектором напряженности и потенциалом электрического поля. Выведите соответствующие формулы.
2. Сверхпроводимость.
3. Напряженность магнитного поля в центре кругового тока, прямого тока и бесконечного соленоида.
4. Постоянные магниты.
5. Явления магнитного гистерезиса. Петля гистерезиса, физический смысл площади петли.
6. Применение магнитных материалов.

Оптика

Базовый уровень

1. Сформулируйте законы отражения и преломления света.
2. Что называется абсолютным и относительным показателем преломления?
3. От чего зависит абсолютный показатель преломления?
4. Зависит ли показатель преломления от угла падения? Угла преломления? Угла отражения? Скорости распространения света в среде?
5. Что такое полное внутреннее отражение? Условие полного внутреннего отражения.
6. Что такое интерференция?
7. Какие волны называются когерентными? С чем связана малая длина когерентности большинства источников?
8. Чем отличается геометрическая длина пути от оптической?
9. Какое соотношение между интенсивностями в максимумах и минимумах интерференционной картины? Чем это объясняется?
10. Как объяснить возникновение интерференционных колец?
11. Почему в центре интерференционной картины наблюдается темное пятно?
12. Почему для наблюдения колец Ньютона необходима линза с большим радиусом кривизны?
13. В чем заключается явление дифракции?
14. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
15. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера?
16. Дифракция на дифракционной решётке.
17. Как определить максимальное число дифракционных спектров для данной дифракционной решётки?
18. Что называется дисперсией света?
19. Какой свет называется поляризованным? Виды поляризации.
20. Как можно практически отличить естественный свет от плоско-поляризованного, от частично поляризованного?
21. Сформулируйте закон Брюстера. Как повысить степень поляризации преломлённого луча?
22. Сформулируйте закон Малюса и опишите способ его проверки.

Повышенный уровень

1. Чем объясняется дисперсия света в какой-либо среде?

2. Объясните причину двойного лучепреломления. Приведите примеры двулучепреломляющих материалов.
3. Как объясняется поглощение света веществом?

Атомная физика

Базовый уровень

1. Сформулируйте закон излучения Кирхгофа.
2. Запишите формулу Планка для теплового излучения (без вывода) и изобразите график этой функции для различных температур.
3. Сформулируйте закон смещения Вина.
4. Какое излучение называется тепловым (температурным) и чем оно обусловлено?
5. Что понимают под интенсивностью (яркостью) излучения и как она изменяется с повышением температуры?
6. Что называется абсолютно черным телом? Как практически осуществляется абсолютно черное тело?
7. Что такое коэффициент излучения не абсолютно черного тела?
8. В чем отличие линейчатых и полосатых спектров?
9. Сформулируйте постулаты Бора.
10. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
11. Сформулируйте законы фотоэффекта.
12. Запишите уравнение Эйнштейна для фотоэффекта и объясните на его основе три закона фотоэффекта.

Повышенный уровень

1. Выведите формулу для расчета радиуса первой боровской орбиты в водородоподобном атоме.
2. Почему в атоме водорода электрон не может упасть на ядро, даже если его орбитальный момент равен 0?
3. Почему явление фотоэффекта не может быть объяснено с волновой точки зрения?
4. Применение полупроводниковых оптоэлектронных приборов.

Физика атомного ядра и элементарных частиц

Базовый уровень

1. Что такое α -частицы, каков их состав, в каких процессах они возникают и где они используются?
2. Рассеяние α -частиц.
3. Бета-распад. Типы бета-распада. Вид бета-спектра.
4. Закон радиоактивного распада. Вид закона в дифференциальной и интегральной формах.
5. Какой изотоп получится из ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ после двух α - и двух β -распадов?
6. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли. Мягкая и жесткая компоненты космических лучей.
7. Методы регистрации ионизирующих излучений. Их основные характеристики.

Повышенный уровень

1. Запишите релятивистский аналог второго закона Ньютона. В каких случаях ускорение и сила совпадают по направлению?
2. Запишите динамическое уравнение движения релятивистской частицы, движущейся под действием магнитной силы Лоренца?

Вопросы к экзамену (2семестр)

1. Напряженность электрического поля.
2. Энергетическая характеристика электрического поля, понятие потенциала электрического поля.
3. Проводники во внешнем электрическом поле.
4. Электростатическая индукция.
5. Электростатическая защита. Ее физический смысл.
6. Диполь. Поле диполя.
7. Поляризация диэлектриков.
8. Емкость. Конденсатор.
9. Соединения конденсаторов.
10. Энергия заряженного конденсатора.
11. Эффект Холла и его объяснение.
12. Температурная зависимость сопротивления проводников, термический коэффициент сопротивления, его физический смысл, единицы измерения.
13. Что такое магнитное поле, его характеристики (напряженность, магнитная индукция).
14. Линии напряженности магнитного поля и его вихревой характер.
15. Закон Био-Савара-Лапласа, магнитная постоянная.
16. Взаимодействие электрических токов.
17. Магнетизм Земли.
18. Движение заряженных частиц в электромагнитном поле.
19. Сила Лоренца, правило определения направления силы Лоренца.
20. Удельный заряд электрона и методы его определения.
21. Что называется переменным током?
22. В чем заключается явление самоиндукции?
23. Что называется индуктивностью, от чего она зависит, единицы ее измерения.
24. Магнитные свойства вещества.
25. Магнетики и их классификация.
26. Кривая намагничивания.
27. Законы геометрической оптики. Полное внутреннее отражение.
28. Тонкие линзы. Формула тонкой линзы. Правила построения в тонких линзах и сферических зеркалах.
29. Оптические системы. Глаз как оптическая система.
30. Электромагнитная природа света. Основные характеристики и свойства световых волн.
31. Интерференция света. Применение интерференции света.
32. Интерференция в тонких пленках. Просветление оптики.
33. Дифракция света. Метод зон Френеля.
34. Дифракция Фраунгофера на одной щели.
35. Дифракционная решетка. Условие максимума дифракционной решетки.
36. Дисперсия света.
37. Поляризация света.
38. Поглощение света.
39. Тепловое излучение и его характеристики.
40. Законы теплового излучения: Кирхгофа, Стефана-Больцмана, смещения Вина.
41. Формула Рэлея-Джинса. «Ультрафиолетовая катастрофа». Теория Планка.
42. Фотоэффект и его виды. Законы фотоэффекта. Применение фотоэффекта.
43. Давление света.
44. Эффект Комптона.
45. Модели атома. Опыты Резерфорда.
46. Постулаты Бора.
47. Спектр атома водорода по Бору.
48. Опыты Франка и Герца.
49. Атомное ядро, его характеристики.
50. Открытие протона

51. Открытие нейтрона
52. Состав атомного ядра. Дефект масс
53. Энергия связи ядра
54. Ядерные силы.
55. Ядерные реакции. Применение ядерной энергии.
56. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада.
57. Правила смещения.
58. Виды радиоактивного излучения и их свойства.
59. Волны де Бройля.
60. Генерация света. Лазеры.