ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ОРЕНБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АГРАРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО ОСВОЕНИЮ ДИСЦИПЛИНЫ

Физика

Направление подготовки (специальность) 35.03.06 «Агроинженерия»

Профиль образовательной программы Технический сервис в АПК

Форма обучения очная

СОДЕРЖАНИЕ

1. КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

1. 1 Лекция № 1 (2 часа).

Тема: «Кинематика»

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Основные кинематические характеристики движения частиц. Средние и мгновенные скорость и ускорение.
2. Законы равномерного и равноускоренного движения.
3. Скорость и ускорение частицы при криволинейном движении. Движение частицы по окружности.
4. Угловая скорость и угловое ускорение. Аналогия формул кинематики поступательного и вращательного движения

1.1.2 Краткое содержание вопросов:

Основные кинематические характеристики движения частиц. Средние и мгновенные скорость и ускорение.

Механика изучает движение тел в пространстве и во времени. Механика включает два раздела:

Кинематика – изучает движение тел вне связи с причинами, которые изменяют это движение;

Динамика – изучает движение тел в связи с причинами, которые изменяют это движение;

Статика – является разделом динамики, изучающим равновесие тел.

Механическое движение – перемещение тел относительно какого-либо другого тела или группы тел, принимаемых за неподвижные (тело или группа тел образуют систему отсчета).

Каждое механическое движение рассматривается относительно вполне определенной системы отсчета. Система отсчета выбирается произвольно.

Материальная точка – физическое тело, формами и размерами, которого можно пренебречь в условиях данной задачи.

Рассмотрим движение такой материальной точки в трехмерном пространстве. Выберем систему координат, обозначим наложение в ней точки М.

$\vec{OM} = \vec{r}$ – радиус-вектор точки М.

В векторной форме уравнения движения можно записывать в виде: $\vec{r} = \vec{r}(t)$

Линия, описываемая материальной точкой при её движении, называется *траекторией*. Длина участка траектории, пройденного материальной точкой за время t, есть *путь* S. Путь – величина скалярная.

Прямолинейный участок, соединяющий начальную и конечную точки траектории, называется *вектором перемещения* $\Delta\vec{r}$. Перемещение –величина векторная.

В случае прямолинейного движения перемещение и путь совпадают. В случае криволинейного движения путь и перемещение совпадают лишь при условии малости Δt (т.е. при $\Delta t \to 0$).

Скорость и ускорение.

Для характеристики движения материальной точки вводится векторная величина – скорость. *Скорость* – величина, характеризующая быстроту изменения положения точки в пространстве. Средняя скорость:

$$\upsilon_{ср} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$$

где Δr - приращение радиус – вектора.

Направление вектора средней скорости совпадает с направлением Δr. Бесконечно уменьшая промежуток времени Δt, получим мгновенную скорость:

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

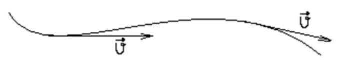
При $\Delta t \to 0$ путь S всё больше будет приближаться к Δr. Модуль мгновенной скорости:

$$\upsilon = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{s}}{dt}$$

Таким образом, модуль мгновенной скорости равен первой производной пути по времени.

В случае криволинейного движения вектор скорости направлен по касательной в данной точке траектории.

Ускорение – физическая величина, характеризующая быстроту изменения

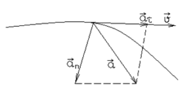


скорости:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$$

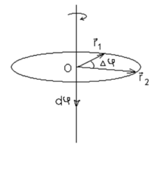
Таким образом, ускорение есть первая производная от скорости по времени или вторая производная от радиус – вектора по времени.

Ускорение характеризует изменение скорости как по направлению a_n – нормальная составляющая ускорения, так и по модулю a_τ – тангенциальная составляющая ускорения.



a_n – направлена в сторону вогнутости кривой и характеризует изменение скорости по направлению: $a_n = a_ц = \dfrac{\upsilon^2}{r}$

Где $a_ц$ – центростремительное ускорение.



a_τ – характеризует изменение скорости по величине: $a_\tau = \dfrac{d\upsilon}{dt}$ a – полное ускорение, которое определяется по формуле: $\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n$

В скалярной форме: $a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}$

Ускорение в СИ измеряется в м/с^2.

Движение по окружности. Угловая скорость и угловое ускорение.

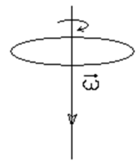
При *вращательном* движении все точки тела описывают окружности, центры которых лежат на неподвижной прямой, называемой осью вращения.

Пусть некоторая точка М движется по окружности радиуса r. За время Δt совершит поворот на угол $\Delta\varphi$. $\Delta\varphi$ – угол поворота радиус – вектора $\vec{r}$ вокруг точки О.

Элементарные (бесконечно малые) повороты можно рассматривать как векторы (обозначаются $d\varphi$ или $\Delta\varphi$), их называют *псевдовекторами.* Особенности псевдовекторов:

1) не имеют определённой точки приложения;
2) направлены вдоль оси вращения по правилу буравчика (правилу правого винта).

Угловая скорость $\vec{\omega}$ – первая производная угла поворота по времени: $\vec{\omega} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \dfrac{d\vec{\varphi}}{dt}$



Вектор $\vec{\omega}$ направлен вдоль оси вращения, а его направление определяется по правилу правого винта. В СИ единица измерения $\vec{\omega}$ рад/с.

Угол поворота $\Delta\varphi$ и угловую скорость ω можно определить: $\Delta\varphi = 2\pi N$ $\omega = 2\pi n$

Где n – частота вращения, N – число оборотов. *Частота вращения* – это число полных оборотов, совершаемых телом при равномерном его движении по окружности, в единицу времени: $n = \dfrac{1}{T}$

Время полного оборота тела – период вращения (Т). Единица измерения периода Т – с, а частоты n – с$^{-1}$. $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$

Угловое ускорение – первая производная угловой скорости по времени: $\vec{\varepsilon} = \dfrac{d\vec{\omega}}{dt}$

$\vec{\varepsilon}$ – величина векторная, направлена как и угловая скорость вдоль оси вращения (если ось закреплена):

1) при ускоренном движении $\vec{\varepsilon} \uparrow\uparrow \vec{\omega}$;
2) при замедленном движении $\vec{\varepsilon} \uparrow\downarrow \vec{\omega}$.

В СИ единица измерения $\vec{\varepsilon}$ рад/с^2.

1. 2 Лекция № 2 (2 часа).

Тема: «Динамика»

1.2.1 Вопросы лекции:

1. Первый закон Ньютона. Инерциальная система отсчета.
2. Масса. Уравнение движения.
3. Третий закон Ньютона. Современная трактовка законов Ньютона и границы их применимости.
4. Типы сил в механике

1.2.2 Краткое содержание вопросов:

Первый закон Ньютона. Инерциальная система отсчета.

1 закон: всякое тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока на него не подействуют другие тела и не выведут из этого состояния.

Система отсчета, в которой выполняется 1 закон Ньютона, называется ***инерциальной***. Инерциальных систем существует бесконечное множество. Любая система отсчета, движущаяся относительно некоторой инерциальной системы прямолинейно и равномерно, будет также инерциальной.

Масса – физическая величина, являющаяся мерой инертности тела.

Инертность – свойство тел сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения.

Единица измерения массы – *1 кг (килограмм).*

Масса является величиной ***аддитивной***, т.е. масса системы тел равна сумме масс каждого тела, входящего в систему: $m=m_1+m_2+m_3+\ldots$

Сила – векторная физическая величина, характеризующая меру действия одного тела на другое.

Единица измерения силы – *1 Н (Ньютон).*

Масса. Уравнение движения

2 закон: ускорение тела прямо пропорционально действующей на него силе и обратно пропорционально массе тела.

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$$

Если на тело одновременно действуют несколько сил, то под силой в формуле, выражающей второй закон Ньютона, нужно понимать ***равнодействующую всех сил***: $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \ldots$

Третий закон Ньютона. Современная трактовка законов Ньютона и границы их применимости

3 закон: силы F_1 F_2, с которыми взаимодействуют два тела, равны по модулю и противоположны по направлению. $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$

Типы сил в механике

Сила тяжести – сила, с которой тело притягивается к Земле:

$$\vec{F} = m\vec{g},$$

где g – ускорение свободного падения.

Весом тела называют силу, с которой тело вследствие его притяжения к Земле действует на опору или подвес. При этом предполагается, что тело неподвижно относительно опоры или подвеса. Пусть тело лежит на неподвижном относительно Земли горизонтальном столе. На тело действуют сила тяжести $m\vec{g}$ направленная вертикально вниз, и сила упругости $\vec{N}$, с которой опора действует на тело. Силу $\vec{N}$ называют силой реакции опоры. Эти силы уравновешивают друг друга. В соответствии с третьим законом Ньютона тело действует на опору с некоторой силой $\vec{P}$ равной по модулю силе реакции опоры и направленной в противоположную сторону: По определению, сила $\vec{P}$ и называется весом тела. Из приведенных выше рассуждений видно, что вес тела равен силе тяжести $\vec{P} = m\vec{g}$. Но эти силы приложены к разным телам!

Рассмотрим теперь случай, когда тело лежит на опоре (или подвешено на пружине) в кабине лифта, движущейся с некоторым ускорением $\vec{a}$ относительно Земли. Система отсчета, связанная с лифтом, не является инерциальной. На тело по-прежнему действуют сила тяжести $m\vec{g}$ и сила реакции опоры $\vec{N}$, но теперь эти силы не уравновешивают друг друга. Вес тела в ускоренно движущемся лифте равен: $P = m(g \pm a)$. Знак минус, если лифт движется вниз и плюс, если движется вверх.

Если $a = g$, *то* $P = 0$. Тело свободно падает на Землю вместе с кабиной. Такое состояние называется *невесомостью*. Увеличение веса тела, вызванное ускоренным движением опоры или подвеса, называют *перегрузкой*.

Сила трения.

Сила трения возникает при перемещении соприкасающихся тел.

Силами сухого трения называют силы, возникающие при соприкосновении двух твердых тел при отсутствии между ними жидкой или газообразной прослойки. Они всегда направлены по касательной к соприкасающимся поверхностям.

Сухое трение, возникающее при относительном покое тел, называют трением покоя. Сила трения покоя всегда равна по величине внешней силе и направлена в противоположную сторону.

Сила трения покоя не может превышать некоторого максимального значения $(F_{тр})_{max}$. Если внешняя сила больше $(F_{тр})_{max}$, возникает относительное проскальзывание. Силу трения в этом случае называют силой трения скольжения. Она всегда направлена в сторону, противоположную направлению движения и, вообще говоря, зависит от относительной скорости тел. Однако, во многих случаях приближенно силу трения скольжения можно считать независящей от величины относительной скорости тел и равной максимальной силе трения покоя.

Опыт показывает, что сила трения скольжения пропорциональна силе нормального давления тела на опору, а следовательно, и силе реакции опоры:

$$F = \mu N,$$

где μ - коэффициент трения (безразмерная величина).

При движении твердого тела в жидкости или газе возникает сила вязкого трения. Сила вязкого трения значительно меньше силы сухого трения. Она также направлена в сторону, противоположную относительной скорости тела. При вязком трении нет трения покоя.

Сила вязкого трения сильно зависит от скорости тела. При достаточно малых скоростях $F_{тр} \sim \upsilon$, при больших скоростях $F_{тр} \sim \upsilon^2$. При этом коэффициенты пропорциональности в этих соотношениях зависят от формы тела.

Сила упругости.

При деформации тела возникает сила, которая стремится восстановить прежние размеры и форму тела. Ее называют силой упругости.

При малых деформациях $(|x| << l)$ сила упругости пропорциональна деформации тела и направлена в сторону, противоположную направлению перемещения частиц тела при деформации:

$F=kx$

Это соотношение выражает экспериментально установленный закон Гука. Коэффициент k называется жесткостью тела. В системе СИ жесткость измеряется в ньютонах на метр (*Н/м*).

1. 3 Лекция № 3 (2 часа).

Тема: «Законы сохранения в механике»

1.3.1 Вопросы лекции:

1. Внешние и внутренние силы. Центр масс механической системы и закон его движения. Закон сохранения импульса. Реактивное движение.
2. Работа. Мощность. Кинетическая энергия. Теорема о кинетической энергии.

3. Консервативные и неконсервативные силы. Потенциальная энергия. Закон сохранения энергии в механике.
4. Удар абсолютно упругих и неупругих тел.

1.3.2 Краткое содержание вопросов:

Внешние и внутренние силы. Центр масс механической системы и закон его движения. Закон сохранения импульса. Реактивное движение

Импульс тела – векторная физическая величина равная произведению массы тела на скорость.

$$\boxed{\vec{p} = m\vec{v}}$$

Главным свойством такой величины как импульс является то, что в замкнутых системах тел векторная сумма импульсов всех тел остается постоянной. И совершенно не важно, что происходит в системе - сумма импульсов всегда одна и та же. Такое постоянство формулируется в законе сохранения импульса. Если бы импульс системы не сохранялся, то введение понятия импульса было бы бессмысленным. Отметим, что закон сохранения импульса является фундаментальным законом физики, и пока нет ни одного экспериментального свидетельства опровергающего этот закон. Закон сохранения импульса позволяет быстро и эффективно решать многие задачи, не прибегая к законам Ньютона.
Импульс измеряется в кг*м/с.

Закон сохранения импульса можно вывести, используя законы Ньютона, однако он носит самостоятельный характер и не является следствием законов Ньютона.
Покажем, как можно вывести закон сохранения импульса.
Рассмотрим механическую систему из n тел, массы и скорость которых равны $m_1, m_2, \dots m_n$ и $v_1, v_2, \dots v_n$.
Для примера изображены три тела. Каждое тело взаимодействует друг с другом. Эти силы назовем внутренними и обозначим синими стрелками. Так же на каждое тело может действовать некая внешняя сила. Внешние силы обозначим красными стрелками. Сумму внутренних сил, действующих на конкретное тело, обозначим ***F'***, а сумму внешних сил обозначим ***F***. Запишем для каждого тела второй закон Ньютона:

$$\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{v}_1\right) = \vec{F}_1^{/} + \vec{F}_1$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_2\vec{v}_2\right) = \vec{F}_2^{/} + \vec{F}_2$$

…………..

$$\frac{d}{dt}\left(m_n\vec{v}_n\right) = \vec{F}_n^{/} + \vec{F}_n$$

Сложим эти уравнения:

$$\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n\right) = \underbrace{\vec{F}_1^{/} + \vec{F}_2^{/} + \dots \vec{F}_n^{/}}_{0} + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots \vec{F}_n$$

По третьему закону Ньютона сила взаимодействия каждой пары тел равны по модулю и противоположны по направлению. Значит, при суммировании внутренних сил они попарно компенсируются и в сумме дадут ноль. Сумма внутренних сил равна нулю, тогда выражение запишется следующим образом:

$$\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n\right) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots \vec{F}_n$$

В полученном выражении слева от знака равенства стоит изменение суммы $\left(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n\right)$.
Эту сумма представляет собой сумму импульсов всех тел, входящих в механическую систему, и называется импульсом механической системы. Итак, <u>импульс механической системы</u> равен сумме импульсов тел, входящих в систему:

$$\boxed{\vec{p} = \left(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n\right)}$$

Последнее выражение можно записать так: $\vec{p} = \sum m_i\vec{v}_i$

Но вернемся к выражению $\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots m_n\vec{v}_n\right) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots \vec{F}_n$. Её можно записать так:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots \vec{F}_n, \qquad (*)$$

Если система замкнута, то внешние силы отсутствуют $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots \vec{F}_n = 0$.
Следовательно

$$\frac{d\vec{p}}{dt}=0$$

Или $\boxed{\vec{p}=const}$

Иначе говоря, импульс замкнутой системы всегда сохраняется.

Теперь можно сформулировать <u>закон сохранения импульса</u>: *в замкнутой системе векторная сумма импульсов тел, входящих в данную систему, остается постоянной.*

<u>Центром масс</u> системы материальных точек называется точка *C*, положение которой в пространстве задается радиус-вектором $\vec{R}_c$, определяемым следующим образом

$$\boxed{\vec{R}_c=\frac{\sum m_i\vec{r}_i}{M}}$$

где m_i, r_i - масса и радиус-вектор конкретного тела, а М – масса всей системы тел.

Найдем скорость центра масс:

$$\vec{V}_c=\frac{d\vec{R}_c}{dt}=\frac{\sum m_i\frac{d\vec{r}_i}{dt}}{M}=\frac{\sum m_i\vec{v}_i}{M}=\frac{\vec{p}}{M}$$

или $\vec{p}=M\vec{V}_c$,

Таким образом, импульс системы равен произведению массы системы на скорость её центра масс.

Подставив выражение в уравнение (*), получим

$$m\frac{d\vec{V}_c}{dt}=\vec{F}_1+\vec{F}_2+.....\vec{F}_n$$

В полученном выражении справа от знака равенства стоит сумма внешних сил, действующих на систему. Если система замкнута, то эта сумма равна нулю. Тогда

$$m\frac{d\vec{V}_c}{dt}=0 \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d\vec{V}_c}{dt}=0 \qquad \text{или} \qquad \vec{V}_c=const$$

т.е. центр масс движется прямолинейно и равномерно, либо остается неподвижным.

Особый интерес представляет реактивный способ передвижения, когда тело отталкивается не от других тел (земля, вода, воздух), а от собственной части. <u>Реактивное</u> движение используется в технике (например, самолеты, ракеты) и в природе. В случае реактивного движения масса тела не остается постоянной, она уменьшается, т.к. часть массы отбрасывается. Что бы описать такое движение 2 закон Ньютона запишется следующим образом:

$\boxed{m\frac{d\vec{v}}{dt}=\vec{F}-\vec{u}\frac{dm}{dt}}$ - это выражение называют уравнением Мещерского,

где $\vec{u}$ - скорость истечения газов из ракеты, $\vec{F}$ - внешняя сила.

Пусть внешняя сила равна нулю $\vec{F}=0$, а скорость истечения газов из ракеты постоянна $\vec{u}=const$. Тогда

$$m\frac{dv}{dt}=-u\frac{dm}{dt}$$

откуда

$$dv=-u\frac{dm}{m} \qquad \int dv=-u\int\frac{dm}{m} \qquad \boxed{v=-u\ln\frac{m_0}{m}}$$

Полученное выражение называют формулой Циолковского.

Работа. Мощность. Кинетическая энергия. Теорема о кинетической энергии

Энергия, как и импульс, так же обладает свойством сохранения. В замкнутых системах при определенных условиях полная энергия сохраняется. Закон сохранения энергии – важный фундаментальный закон физики. Все явления природы протекают так, что бы энергия сохранялась. В отличие от импульса энергия является скалярной величиной и бывает разных видов: потенциальная, кинетическая, внутренняя, магнитная и т.д. Соответственно и выражения, по которым можно вычислить энергию, так же разные.

Энергия не уничтожается и не появляется из пустоты, она превращается из одного вида в эквивалентный другой вид (например, из механической энергии в электрическую). Закон сохранения энергии иногда называют законом сохранения и превращения энергии.

Выражения, по которым можно вычислить энергию, представляют собой функции <u>состояния системы</u>. Совершая работу энергию можно изменить. Мерой превращения энергии из одного вида в другой является работа. Работа изменяет состояние системы и является <u>функцией процесса</u>. Работа отражает превращение энергии и численно равна изменению энергии.

В дальнейшем будем рассматривать механические виды энергий и механическую работу.

Начнем с понятия работы.

Механическая работа некоторой силы ***F*** есть скалярная величина равная произведению этой силы на перемещение и на угол между направлениями силы и перемещением.

$$\boxed{A = FsCos\alpha}$$

Или, используя векторную алгебру, можем записать так: $A = (\vec{F} \cdot \vec{s})$

Единица измерения работы – 1 Джоуль.

Отметим, что перемещение ***s*** необязательно происходит под действием силы ***F***.

В зависимости от угла работа может быть положительной, отрицательной или нулевой.

Если на пути ***s*** сила непостоянна, то путь нужно разбит на малые участки ds. На каждом таком участке вычислить так называемую элементарную работу δA , затем всё сложить. Действия сводятся к интегрированию.

Элементарная работа (работа на малом участке пути) равна: $\delta A = F \cdot ds \cdot Cos\alpha$

Работа на всем пути s это интеграл вида: $\boxed{A = \int FdsCos\alpha}$

Вид интеграла определяется зависимостью силы от пути *F=f(s)*. Очень часто такой интеграл не зависит от формы пути, а определяется лишь разностью двух чисел в начале и в конце пути.

Если построить график зависимости силы от пути *F=f(s)*, то работа силы численно равна площади криволинейной трапеции.

Мощностью называют скорость совершения работы. Мощность численно равна работе совершённой в единицу времени.

Единица измерения мощности – 1 Ватт.

Математически скорость работы можно написать через производную. Тогда мощность по определению равна:

$$N = \frac{dA}{dt}$$

Если сила постоянна, то путем простых преобразований получим следующее выражение:

$$N = \frac{d(Fs)}{dt} = \frac{Fds}{dt} = Fv$$

Т.е. мощность равна произведению силы на скорость.

Консервативные и неконсервативные силы. Потенциальная энергия. Закон сохранения энергии в механике.

1) Кинетическая энергия.

   Если тело массой *m* движется со скоростью v, то оно обладает энергией $E_к = \frac{mv^2}{2}$,

   Работа равна изменению кинетической энергии тела: $A = E_2 - E_1 = \Delta E$.

2) Потенциальная энергия.

   Любое тело массы *m*, находящееся под действием гравитации обладает энергией: $E_n = mgh$,

   где h – высота над условным нулевым уровнем, g – ускорение свободного падения.

   Потенциальной энергией так же обладает упруго деформированное тело. Если пружина жесткостью *k* деформирована на величину *x*, то она обладает энергией: $E_n = \frac{kx^2}{2}$,

   Потенциальная энергия это энергия взаимодействия тел (или его частей).

   Отметим, что не всякое взаимодействие тел характеризуется потенциальной энергией. Есть особые силы, работа которых не зависит от формы траектории, а определяется только начальным и конечным положением тел (рис.). Такие силы называют *консервативными*. Например, к консервативным силам относятся сила тяжести, сила упругости, к неконсервативным – сила трения.

   Работа равна изменению потенциальной энергии со знаком минус: $A = -(E_2 - E_1) = -\Delta E$

Единица измерения энергии – 1 Джоуль.

Рассмотрим консервативную механическую систему, т.е. такую систему в которой действуют только консервативные силы.

Закон сохранения формулируется для полной энергии.

Полной энергией механической системы называют сумму кинетических и потенциальных энергий тел, входящих в эту систему: $E_{пол} = \sum E_к + \sum E_n$

Далее формулируем закон сохранения.

Итак, *в замкнутой консервативной механической системе полная энергия сохраняется*.

Или, *в консервативных системах при отсутствии внешнего воздействия полная энергия остается постоянной*.

Удар абсолютно упругих и неупругих тел

Законы сохранения применяются для анализа и решения множества физических задач, одним из которых является удар тел.

Удар – столкновение двух или более тел, при котором взаимодействие длится очень короткое время.

При ударе между телами происходит перераспределение энергий и импульса. При этом часть механической энергии системы может перейти в немеханические.
Рассмотрим предельные виды удара.

1. Неупругий удар – удар, после которого тела движутся как единое целое, при этом часть механической энергии тратится на деформацию и переходит в немеханические виды (в тепловую). При неупругом ударе выполняется <u>только</u> закон сохранения импульса.
2. Абсолютно упругий удар – удар, при котором механическая энергия не переходит в другие, немеханические, виды энергии. После удара тела полностью восстанавливают формы и размеры. Полная энергия системы сохраняется. При абсолютно упругом ударе выполняются и законы сохранения импульса и энергии.

Рассмотрим центральный удар двух шаров.
Удар называется *центральным*, если до удара шары движутся вдоль линии, проходящей через их центры масс.
Пусть известны массы m_1, m_2 и скорости шаров до удара: v_1, v_2
Используя законы сохранения импульса и энергии, можно найти скорости шаров после удара: v'_1, v'_2

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = m_1\vec{v}_1^{\,\prime} + m\ \ \vec{v}_1^{\,\prime}$$

$$\frac{m_1v_1^2}{2} + \frac{m_2v_2^2}{2} = \frac{m_1v_1^{\prime 2}}{2} + \frac{m_2v_2^{\prime 2}}{2}$$

Данная система – это законны сохранения импульса и энергии. Решая данную систему уравнений, находим:

$$\begin{cases} v_1^{\prime} = \dfrac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2v_2}{m_1 + m_2} \\[2ex] v_2^{\prime} = \dfrac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1v_1}{m_1 + m_2} \end{cases}$$

Анализ полученного решения приводит к интересным результатам.
(читателю предлагается самостоятельно получить выводы для приведенных ниже случаев)

1. $v_2 = 0,\ m_1 = m_2$
2. $m_1 \prec m_2$
3. $m_1 \succ m_2$
4. $m_1 \prec\prec m_2$
5. $m_1 = m_2$

1.4 Лекция № 4,5 (4 часа).

Тема: «Динамика вращательного движения»

1.4.1 Вопросы лекции:

1. Момент силы.
2. Момент инерции. Теорема Штейнера.
3. Основное уравнение динамики вращательного движения.
4. Момент импульса. Закон сохранения момента импульса. Гироскоп.
5. Кинетическая энергия твердого тела, совершающего поступательное и вращательное движение. Работа при вращении тела.
6. Теорема о кинетической энергии для вращательного движения.
7. Аналогия формул динамики поступательного и вращательного движений.

1.4.2 Краткое содержание вопросов:

Момент силы.
Моментом силы относительно некоторой точки *O*, называется векторная физическая величина, определяемая выражением:

$$\vec{M} = \left[\vec{r} \cdot \vec{F}\right]$$

Модуль момента силы $M = FrSin\alpha = Fl$

$l = rSin\alpha$ - плечо силы (кратчайшее расстояние до линии действия силы).
Момент суммы сил, имеющих общую точку приложения, равен сумме моментов:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + ... + \vec{M}_n$$

Момент пары сил. Парой сил называются две равные по величине и противоположные по направлению силы, не действующие вдоль одной прямой. Расстояние l между прямыми, вдоль которых девствуют силы, называются плечом пары. Можно доказать, что момент пары сил не зависит от выбора точки, а зависит только от модуля силы и плеча пары:

$$M = Fl$$

Момент пары сил перпендикулярен плоскости, в которой лежат силы, а его направление определяется по правилу правого винта.

Моментом силы относительно оси z называется параллельная составляющая момента силы относительно произвольной точки O, лежащей на данной оси. $\vec{M}_z = \left[\vec{r} \cdot \vec{F}\right]_z$

Аналогично, момент суммы сил относительно данной оси равен сумме моментов:

$$\vec{M}_z = \vec{M}_{1z} + \vec{M}_{2z} + \ldots + \vec{M}_{nz}$$

Момент инерции и способы его определения.

Моментом инерции материальной точки относительно оси z называется скалярная физическая величина равная произведению массы точки на квадрат расстояния до данной оси z.

$$J = mr^2$$

Момент инерции системы n материальных точек: $J = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2$

Момент инерции твердого тела: $J = \int r^2 dm$

Результат интегрирования зависит от распределения плотности и формы тела. Интегрирование значительно упрощается, если тело однородно по плотности, имеет правильную форму, а ось совпадает с осью симметрии тела[1].

Например, для шара: $J = \frac{2}{5} mR^2$, для диска (сплошной цилиндр) $J = \frac{1}{2} mR^2$.

Если известен момент инерции относительно оси проходящей через его центр масс, то момент инерции относительно другой параллельной оси можно определить по теореме Штейнера.

Момент инерции некоторых тел

тело	момент инерции	примечание
шар	$J = \frac{2}{5} MR^2$	M – масса шара, R – радиус шара
цилиндр или сплошной диск	$J = \frac{1}{2} MR^2$	M – масса цилиндра, R – радиус цилиндра
обруч	$J = MR^2$	M – масса обруча, R – радиус обруча; ось проходит перпендикулярно обручу через его центр
стержень	$J = \frac{1}{12} Ml^2$	M – масса стержня, l – длина стержня; ось проходит через середину стержня
стержень	$J = \frac{1}{3} Ml^2$	M – масса стержня, l – длина стержня; ось проходит через конец стержня

Теорема Штейнера: Момент инерции тела J относительно произвольной оси равен сумме момента инерции этого тела J_o относительно оси, проходящей через центр масс тела параллельно рассматриваемой оси, и произведения массы тела m на квадрат расстояния a между осями.

$$J = J_o + ma^2$$

Основное уравнение динамики вращательного движения.

Основное уравнение динамики вращательного движения: угловое ускорение твердого тела, вращающегося вокруг оси z, прямо пропорционально моменту силы относительно оси z и обратно пропорционально моменту инерции тела относительно той же оси. $\vec{\varepsilon} = \frac{\vec{M}}{J}$

Если действуют несколько моментов, то $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \ldots + \vec{M}_n$

Основное уравнение динамики вращательного движения является аналогом 2 закона Ньютона для поступательного движения.

Запишем основное уравнение динамики вращательного движения в ином виде.

---

[1] Для правильных тел ось симметрии проходит через центр масс твердого тела.

$$\vec{M} = J\vec{\varepsilon} = J\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{Jd\vec{\omega}}{dt} = \frac{d\overbrace{\left(J\vec{\omega}\right)}^{\vec{L}}}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$$

Таким образом, изменение момента импульса равно моменту силы (либо сумме моментов сил).

Момент импульса. Закон сохранения момента импульса. Гироскоп

Моментом импульса материальной точки относительно точки *O*, называется векторная физическая величина, определяемая выражением:

$$\vec{L} = \left[\vec{r} \cdot \vec{p}\right]$$ [2]

Модуль момента импульса равен $L = rpSin\alpha$.

Момент импульса системы *n* материальных точек относительно точки *O:*

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{n}\left[\vec{r}_i\vec{p}_i\right]$$

Моментом импульса материальной точки относительно оси *z* называется параллельная составляющая момента импульса относительно произвольной точки *O,* лежащей на данной оси.

$$\vec{L}_z = \left[\vec{r} \cdot \vec{p}\right]_z$$

Рассмотрим вращение твердого тела. Разобьем тело на малые части *dm*. Тогда момент импульса твердого тела равен:

$$\vec{L} = \int \vec{r}d\vec{p} = \int \vec{r}dm\vec{v}$$

Выразим скорость каждой части тела через угловую скорость. Для всех точек тела угловая скорость ω одинакова. $\vec{v} = \left[\vec{\omega}\vec{r}\right]$

Подставив скорость в интеграл, получим:

$$\vec{L} = \int \vec{r}dm\left[\vec{\omega}\vec{r}\right] = \int r^2\vec{\omega}dm = \vec{\omega}\underbrace{\int r^2 dm}_{J} = \vec{\omega}J$$

Итак, момент импульса твердого тела равен: $\vec{L} = J\vec{\omega}$

Для момента импульса существует закон сохранения.

Момент импульса замкнутой системы материальных точек остается постоянным. $\vec{L} = \vec{L}'$

Кинетическая энергия твердого тела, совершающего поступательное и вращательное движение. Работа при вращении тела. Теорема о кинетической энергии для вращательного движения.

Кинетическая энергия вращения материальной точки: $T = \dfrac{mv^2}{2}$

Кинетическая энергия вращения системы *n* материальных точек: $T = \sum\limits_{i=1}^{n}\dfrac{m_i v_i^2}{2}$

Рассмотрим вращение твердого тела. Разобьем тело на малые части *dm.* Тогда кинетическая энергия твердого тела равна:

$$T = \int\frac{dmv^2}{2}$$

Выразим скорость каждой части тела через угловую скорость. Для всех точек тела угловая скорость одинакова. $v = \omega r$

Подставив в интеграл, получим:

$$T = \int\frac{dmv^2}{2} = \int\frac{dm\omega^2 r^2}{2} = \frac{1}{2}\omega^2\underbrace{\int r^2 dm}_{J} = \frac{1}{2}\omega^2 J$$

Или $T = \dfrac{J\omega^2}{2}$

Полученное выражение справедливо для неподвижной оси. Если тело участвует во вращательном и поступательном движениях, то кинетическая энергия равна сумме:

---

[2] Где r – радиус вектор, проведенный из точки *O* в точку где находится мат. точка, а p=mv.

$$T = \frac{J\omega^2}{2} + \frac{m v_c{}^2}{2},$$

где J – момент инерции относительно оси, проходящей через центр масс; а v_c – скорость центра масс твердого тела.

Работа сил при вращении может быть найдена по формуле:

$\delta A = \left(\vec{M}_z d\vec{\varphi}\right)$ - элементарная работа, или $A = \int M_z d\varphi$

Как и в динамике поступательного движения, работа равна изменению кинетической энергии тела (теорема о кинетической энергии):

$$A = T_2 - T_1 = \frac{J\omega_2{}^2}{2} - \frac{J\omega_1{}^2}{2}$$

Аналогия формул динамики поступательного и вращательного движений

Между движением твердого тела вокруг неподвижной оси и движением отдельной материальной точки (или поступательным движением тела) существует тесная и далеко идущая аналогия. Каждой линейной величине из кинематики точки соответствует подобная величина из кинематики вращения твердого тела. Координате s соответствует угол φ , линейной скорости v - угловая скорость w , линейному (касательному) ускорению a - угловое ускорение ε .

Поступательное движение		**Вращательное движение**	
Перемещение	$\boldsymbol{S}$	Угловое перемещение	$\boldsymbol{\varphi}$
Линейная скорость	$v = \frac{dS}{dt}$	Угловая скорость	$w = \frac{d\varphi}{dt}$
Ускорение	$a = \frac{dv}{dt}$	Угловое ускорение	$\varepsilon = \frac{dw}{dt}$
Масса	$\boldsymbol{m}$	Момент инерции	$\boldsymbol{I}$
Импульс	$p = mv$	Момент импульса	$L = I\,w$
Сила	$\boldsymbol{F}$	Момент силы	$\boldsymbol{M}$

1. 5 Лекция № 6,7 (4 часа).

Тема: «Механические колебания»

1.5.1 Вопросы лекции:

1. Гармонические колебания и их характеристики. Дифференциальное уравнение гармонических колебаний.
2. Пружинный, физический и математический маятники.
3. Энергия гармонических колебаний.
4. Затухающие колебания и их характеристики. Принципы гашения колебаний.
5. Вынужденные колебания. Резонанс.

1.5.2 Краткое содержание вопросов:

Гармонические колебания и их характеристики. Дифференциальное уравнение гармонических колебаний

Рассмотрим простейшую колебательную систему, которая представляет собой материальную точку (некоторое тело) массой m, способную двигаться только вдоль одной оси (например, вдоль оси Ox). Пусть на оси имеется точка устойчивого равновесия – т.O. Если тело вывести из положения равновесия, то должна возникнуть сила, стремящаяся вернуть его назад - в положение равновесия. Координату тела x назовем смещением от положения равновесия.

Зависимость силы от смещения x может быть, вообще говоря, различным. Анализ показывает, что если сила пропорциональна смещению $F = -kx$, то колебания будут наиболее простыми. Такие колебания называются гармоническими.

Найдем уравнение гармонических колебаний. Запишем 2 закон Ньютона:

$ma = -kx$, где а – ускорение точки.

По определению ускорение есть: $a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \qquad \Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

Обозначим отношение: $\frac{k}{m} = \omega^2$ $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$ (*)

Полученное выражение есть дифференциальное уравнение гармонических колебаний.

Гармонические колебания будут происходить с циклической частотой $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$. ($\omega = 2\pi \cdot \nu$)

Решением дифференциального уравнения гармонических колебаний является функция:

$x = A\cos(\omega t + \varphi_0)$ (или $x = A\sin(\omega t + \varphi_0)$)

A – амплитуда колебания (максимальное смещение x),
$\omega t+\varphi_0$ – фаза колебания,
φ_0 – начальная фаза.

Определим скорость и ускорение точки, совершающей гармонические колебания. Скорость по определению есть первая производная координаты, следовательно:

$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega\sin(\omega t + \varphi_0)$, а ускорение – производная скорости:

$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2\cos(\omega t + \varphi_0)$

Пружинный, физический и математический маятники

Колебательную систему также называют осциллятором. Гармоническим осциллятором называют колебательную систему, совершающей гармонические колебания. То есть, они описываются уравнением вида $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$.

Примерами гармонического осциллятора являются математический, пружинный, физический и др. маятники.

Пружинный маятник.

Пружинный маятник представляет собой груз массой m, прикрепленный к пружине жесткостью k.

Возвращающей силой будет являться сила упругости: $F_{упр} = -kx$. Запишем 2 закон Ньютона:

$$ma = -F_{упр} \quad \Rightarrow \quad ma = -kx \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

Или $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$

Полученное уравнение в точности совпадает с уравнением (*). Следовательно, циклическая частота колебаний равна $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$, а период колебаний - $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$

Математический маятник – идеализированная система, состоящая из материальной точки, подвешенной на невесомой нерастяжимой нити.

Хорошим приближением к математическому маятнику является небольшой тяжелый шарик, подвешенный на тонкой нерастяжимой нити. Покажем, что небольшие (по амплитуде) колебания математического маятника являются гармоническими.

Возвращающей силой будет сумма сил тяжести и натяжения нити $\vec{F} = m\vec{g} + \vec{F}_н$

При небольших значениях угла отклонения нити:

$F_x \approx F$, а $F \approx mg \cdot \sin\alpha$

Запишем 2 закон Ньютона в проекции на ось Ох: $ma = -F_x$

Получим следующее: $ma = -mg \cdot \sin\alpha \quad \Rightarrow \quad a = -g \cdot \sin\alpha \quad \sin\alpha = \frac{x}{l}$

Окончательно получим, что $a = -\frac{g}{l}x \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{g}{l}x$ Или $\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{l}x = 0$

Как видно из формулы циклическая частота колебаний равна $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$, а период колебаний - $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$

Физический маятник.

Физическим маятником называют твердое тело, способное совершать колебания вокруг неподвижной оси, не проходящей через центр масс.

При отклонении маятника от положения равновесия на угол α возникает вращательный момент, стремящийся вернуть маятник в положение равновесия. Этот момент равен

$M = -mgl\sin\alpha$,

где m – масса маятника, а l – расстояние между точкой подвеса и центром масс маятника.
Обозначив момент инерции маятника относительно оси, проходящей через точку подвеса, буквой J, запишем основной закон динамики вращательного движения.

$$J\varepsilon = -mgl\sin\alpha$$

В случае малых колебаний $\sin\alpha \approx \alpha$

$$J\varepsilon = -mgl\cdot\alpha \qquad \Rightarrow \qquad J\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mgl\cdot\alpha$$

Тогда

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{J}\cdot\alpha = 0$$

Как видно из формулы циклическая частота колебаний равна $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}}$,а период $T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}}$

Из сопоставления формул периода для математического $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ и физического маятников получается, что математический маятник с длиной $l_{пр} = \frac{J}{ml}$ будет иметь период такой же, как и данный физический маятник.

Величина $l_{пр} = \frac{J}{ml}$ называют приведенной длиной физического маятника.

Энергия гармонических колебаний.

Сила $F = -kx$ является консервативной. Значит, полная энергия системы должна сохраняться. Энергия гармонических колебаний будет складываться из потенциальной энергии взаимодействия и кинетической энергии движения тела.

$$E = U + T = \frac{kx^2}{2} + \frac{mv^2}{2}$$

Потенциальная энергия тела в любой момент времени: $E_n = \frac{k}{2}A^2\cos^2(\omega t + \varphi_0)$.

Кинетическая энергия тела в любой момент времени: $E_k = \frac{m}{2}A^2\omega^2\sin^2(\omega t + \varphi_0)$.

Учитывая, что $k = m\omega^2$, получим

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}\left(\cos^2(\omega t + \varphi_0) + \sin^2(\omega t + \varphi_0)\right) = \frac{m\omega^2 A^2}{2},$$

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

Таким образом, полная энергия гармонических колебаний остается постоянной .

Затухающие колебания и их характеристики. Принципы гашения колебаний

При выводе уравнения гармонических колебаний не учитывалась сила трения. Во всякой реальной колебательной системе всегда имеются силы сопротивления, действие которых приводит к уменьшению энергии колебаний. Колебания будут затухать.
Для простоты рассмотрим аналогичную колебательную систему. Пусть при движении тела на него будет действовать сила сопротивления F_c, пропорциональная скорости тела v.

$F = -rv$ (r – коэффициент сопротивления)

Найдем уравнение затухающих колебаний. Запишем 2 закон Ньютона:

$$ma = -rv - kx,$$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -r\frac{dx}{dt} - kx \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m}\frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = 0$$

Введем обозначения: $\frac{k}{m} = \omega_0^2 \qquad \frac{r}{m} = 2\delta$

Окончательно получим дифференциальное уравнение затухающих колебаний:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta\frac{dx}{dt} + \omega^2 x = 0$$

Решением полученного уравнения является следующая функция:

$x = A_0 e^{-\delta \cdot t} \cos(\omega t + \varphi_0)$

Величина $\omega_0 = \sqrt{\dfrac{k}{m}}$ есть частота собственных колебаний системы, $\delta = \dfrac{r}{2m}$ называют коэффициентом затухания.

По смыслу $\dfrac{1}{\delta}$ равен времени, в течение которого амплитуда уменьшается *e* раз.

Частота, с которой будут происходить затухающие колебания, находится по формуле:

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ - частота затухающих колебаний.

Отношение двух последующих амплитуд называется декрементом затухания. $\dfrac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\delta \cdot T}$.

Логарифмическим декрементом затухания называют логарифм декремента затухания и обозначают буквой λ.

$\lambda = \ln e^{\delta \cdot T} = \delta T$.

Если трение в системе будет велико δ>>, то колебания будут апериодическими.

Вынужденные колебания. Резонанс

Вынужденными называют такие колебания, которые возникают в колебательной системе под действием внешней периодически изменяющейся силы. Назовем эту силу вынуждающей.

Пусть вынуждающая сила изменяется со временем по гармоническому закону

$F = F_0 \cos \omega t$.

Добавив её к возвращающей силе kx и силе сопротивления rv , запишем 2 закон Ньютона

$ma = -kx - rv + F_0 \cos \omega t$

Проведем некоторые преобразования.

$ma + kx + rv = F_0 \cos \omega t$ /m

$\dfrac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \dfrac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = F_0 \cos \omega t$ (где $\delta = \dfrac{r}{2m}$, $\omega_0 = \sqrt{\dfrac{k}{m}}$)

Полученное уравнение есть дифференциальное уравнение вынужденных колебаний.

При некоторой определенной для данной системы частоте амплитуда колебаний достигает максимального значения Это явление называют резонансом, а соответствующая частота – резонансной частотой.

Резонансная частота находится по формуле $\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$.

Резонанс – явление резкого возрастания вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы к собственной частоте колебательной системы.

Если в системе отсутствует трение $\delta=0$, то резонансная частота совпадает с собственной частотой колебательной системы ω_0 .

1. 6 Лекция № 8 (2 часа).

Тема: «Механика жидкостей и газов»

1.6.1 Вопросы лекции:

1. Общие свойства газов и жидкостей. Основные законы гидростатики.
2. Идеальная жидкость. Уравнение неразрывности струи и Бернулли.
3. Вязкость жидкостей и газов. Формулы Ньютона и Стокса.
4. Ламинарный и турбулентный режимы течения. Движение тел в жидкостях и газах.

1.6.2 Краткое содержание вопросов:

Общие свойства газов и жидкостей. Основные законы гидростатики

Свойства жидкостей и газов во многом отличаются, в ряде механических явлений их поведение определяется одинаковыми параметрами и идентичными уравнениями, поэтому можно использовать единый подход к изучению жидкостей и газов. В дальнейшем под жидкостью будем подразумевать так же и газы.

В механике с большой степенью точности жидкости и газы рассматриваются как сплошные, непрерывно распределенные в занятой ими части пространства. Плотность жидкости мало зависит от давления. Плотность же газов от давления зависит существенно. Из опыта известно, что сжимаемостью жидкости и газа во многих задачах можно пренебречь и пользоваться понятием несжимаемой жидкости.

Гидростатика изучает равновесие жидкостей и газов, гидродинамика – движение жидкостей и газов.

Гидроаэромеханика — раздел механики, изучающий равновесие и движение жидкостей и газов, их взаимодействие между собой и обтекаемыми ими твердыми телами

Гидроаэростатика изучает равновесие жидкостей и газов, гидроаэродинамика – движение жидкостей и газов.

В механике с большой степенью точности жидкости и газы рассматриваются как сплошные, непрерывно распределенные в занятой ими части пространства. Сжимаемостью жидкости и газа во многих задачах можно пренебречь и пользоваться единым понятием несжимаемой жидкости — жидкости, плотность которой всюду одинакова и не изменяется со временем.

Давлением называют физическую величину равную отношению силы к площади действия силы. $p = \frac{F}{S}$

Сила должна быть перпендикулярна площади. Единица измерения – 1 Паскаль(Па).

В состоянии равновесия давление в жидкости или газе не зависит от ориентации площадки, на которую оно действует.

Давление при равновесии жидкостей (газов) подчиняется закону Паскаля: давление в любом месте покоящейся жидкости одинаково по всем направлениям, причем давление одинаково передается по всему объему, занятому покоящейся жидкостью.

При равновесии жидкости давление по горизонтали всегда одинаково, иначе не было бы равновесия. Поэтому свободная поверхность покоящейся жидкости всегда горизонтальна вдали от стенок сосуда. Если жидкость несжимаема, то ее плотность не зависит от давления. Тогда при поперечном сечении *S* столба жидкости, его высоте *h* и плотности *ρ* вес $P = mg = \rho Vg = \rho Shg$, а давление на нижнее основание

$$p = \frac{P}{S} = \rho gh \qquad (1)$$

Давление $p = \rho gh$ называется гидростатическим давлением (давление столба жидкости).

Выталкивающая сила

На погруженное тело со стороны жидкости будут действовать силы гидростатического давления. Сила давления нижних слоев жидкости будет больше, чем на верхних; поэтому суммарная сила, действующая на тело, будет направлена вверх.

Рассмотрим цилиндр высотой *H* и площадью основания *S,* погруженный в жидкость плотностью *ρ*. Сила, действующая на верхнее основание равна $F_1 = p_1 S = \rho g h_1 S$, на нижнее - $F_2 = p_2 S = \rho g h_2 S$. Суммарная сила равна

$$F = F_2 - F_1 = \rho g h_2 S - \rho g h_1 S = \rho g S \underbrace{(h_2 - h_1)}_{H} = \rho g V$$

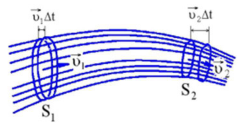
Сумма сил, действующих на боковую поверхность цилиндра, очевидно, равна нулю. Тогда результирующее действие гидростатических сил, равно $F = \rho g V$. (2)

Можно доказать, что формула (2) справедлива для любых по форме тел.

Данный вывод утверждается в законе Архимеда. Если тело, погруженное в жидкость, удерживается в механическом равновесии, то со стороны окружающей жидкости оно подвергается выталкивающей силе гидростатического давления, численно равной весу жидкости в объеме, вытесненном телом. Эта выталкивающая сила направлена вверх и проходит через центр масс *A* жидкости, вытесненной телом. Точку *A* называют центром плавучести тела. Ее положением определяются равновесие и устойчивость плавающего тела.

Идеальная жидкость. Уравнение неразрывности струи и Бернулли

Если взять всевозможные точки пространства, но фиксировать время *t*, то при втором способе описания в пространстве получится мгновенная картина распределения скоростей жидкости — поле скоростей. В каждой точке пространства будет указан вектор скорости той частицы жидкости, которая проходит через эту точку в рассматриваемый момент времени. *Линия, касательная к которой указывает направление скорости частицы жидкости, проходящей в рассматриваемый момент времени через эту точку касания, называется линией тока*. Если поле скоростей, а следовательно, и соответствующие ему линии тока не меняются с течением времени, то движение жидкости называется стационарным или установившимся. Если же они меняются во времени, то движение называется нестационарным или неустановившимся.



Возьмем произвольный замкнутый контур *C* и через каждую точку его в один и тот же момент времени проведем линии тока. Они расположатся на некоторой трубчатой поверхности, называемой трубкой тока.

Рассмотрим какую-либо трубку тока. Выберем произвольно два ее сечения, перпендикулярные линиям тока.

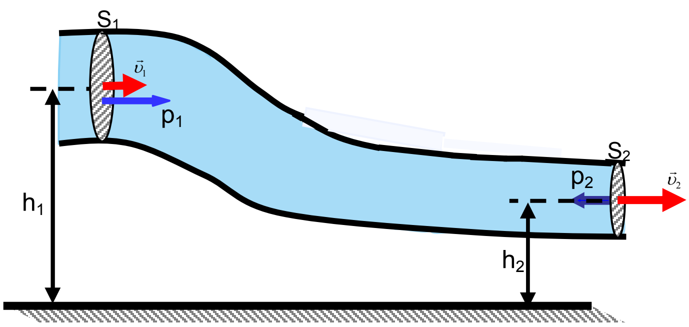
$$V_1 = S_1 v_1 \Delta t \qquad V_2 = S_2 v_2 \Delta t$$

Здесь предполагается, что скорость жидкости в сечении постоянна. Если жидкость несжимаема (*p=const*), то через сечение S_1 . пройдет такой же объем жидкости, как и через сечение S_2, т. е. $V_1 = V_2 \Rightarrow S_1 v_1 = S_2 v_2$ (3)

Следовательно, произведение скорости течения несжимаемой жидкости на поперечное сечение трубки тока есть величина постоянная для данной трубки тока ($Sv - пост.$) Соотношение (3) называется уравнением неразрывности струи.

<u>Уравнение Бернулли</u>

Выделим в стационарно текущей идеальной жидкости трубку тока, ограниченную сечениями S_1 и S_2, по которой слева направо течет жидкость. Пусть в месте сечения S_1 скорость течения v_1, давление p_1 и высота, на которой это сечение расположено, h_1. Аналогично, в месте сечения S_2 скорость течения v_2 , давление p_2 и высота сечения h_2 .



Используя закон сохранения энергии можно получить следующее соотношение.

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 \qquad (4)$$

Уравнение (4) называют уравнением Бернулли.

Величина p в уравнении называется *статическим давлением*,

$\rho g h$ *- гидростатическое давление*,

$\frac{\rho v^2}{2}$ *- динамическое давление*.

Сечения S_1 и S_2 были взяты произвольно. Поэтому можно утверждать, что в любом сечении *полное давление* $\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + p$ одинаково.

Для измерения динамического и статического давлений $\frac{\rho v^2}{2} + p$ используется трубка Пито. Это небольшая изогнутая манометрическая трубка, обращенная открытым концом навстречу потоку жидкости.

Уравнение Бернулли используется для нахождения скорости истечения жидкости через отверстие в стенке или дне сосуда.

$$v = \sqrt{2gh}$$

Данная формула называется формулой Торричелли.

Вязкость жидкостей и газов. Формула Ньютона.

Всем реальным жидкостям и газам в большей или меньшей степени присуще внутреннее трение, называемое также вязкостью. Вязкость проявляется, в частности, в том, что возникшее в жидкости или газе движение, после прекращения действия причин, его вызвавших, постепенно прекращается.

При перемещении одних слоев реальной жидкости относительно других возникают силы внутреннего трения, направленные по касательной к поверхности слоев. Сила внутреннего трения *F* тем больше, чем больше рассматриваемая площадь поверхности слоя *S*, и зависит от того, насколько быстро меняется скорость течения жидкости при переходе от слоя к слою. Направление, в котором отсчитывается расстояние между слоями, перпендикулярно скорости течения слоев. Величина $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ показывает, как быстро меняется скорость при переходе от слоя к слою в направлении *x*, перпендикулярном направлению движения слоев, и называется градиентом скорости.

Таким образом, модуль силы внутреннего трения $F = \eta \cdot \left|\frac{\Delta v}{\Delta x}\right| \cdot S$,

где η коэффициент пропорциональности, зависящий от природы жидкости, называется динамической вязкостью (или просто вязкостью). Данное выражение называют формулой Ньютона. Единица вязкости —1 Паскаль-секунда (1 Па*с).

Ламинарный и турбулентный режимы течения. Движение тел в жидкостях и газах

Существует два режима жидкостей. Течение называется ламинарным (слоистым), если вдоль потока каждый выделенный тонкий слой скользит относительно соседних, не перемешиваясь с ними, и турбулентным (вихревым), если вдоль потока происходит интенсивное вихреобразование и перемешивание жидкости (газа).

Ламинарное течение жидкости наблюдается при небольших скоростях ее движения. Внешний слой жидкости, примыкающий к поверхности трубы, в которой она течет, из-за сил молекулярного сцепления прилипает к ней и остается неподвижным. Скорости последующих слоев тем больше, чем больше их расстояние до поверхности трубы, и наибольшей скоростью обладает слой, движущийся вдоль оси трубы.

При турбулентном течении частицы жидкости приобретают составляющие скоростей, перпендикулярные течению, поэтому они *могут переходить из одного слоя в другой*. Скорость частиц жидкости быстро возрастает по мере удаления от поверхности трубы, затем изменяется довольно незначительно. Так как частицы жидкости переходят из одного слоя в другой, то их скорости в различных слоях мало отличаются. Из-за большого градиента скоростей у поверхности трубы обычно происходит образование вихрей.

Рейнольдс установил, что характер течения определяется значением безразмерной величины

$$R_e = \frac{\rho \cdot \bar{v} \cdot d}{\eta}$$

где ρ— плотность жидкости (или газа), $\bar{v}$ — средняя по сечению трубы скорость потока, η — *вязкость жидкости*, *d* — характерный для поперечного сечения потока размер, например сторона квадрата при квадратном сечении, радиус или диаметр при круглом сечении. Величина *Re* называется числом Рейнольдса.

При малых значениях *Re* течение носит ламинарный характер. Начиная с некоторого значения *Re*, называемого критическим, течение приобретает турбулентный характер. Если в качестве характерного размера трубы взять ее радиус (в этом случае $R_e = \frac{\rho \cdot \bar{v} \cdot r}{\eta}$), то критическое значение числа Рейнольдса оказывается равным примерно 1000.

Число Рейнольдса служит критерием подобия для течения жидкостей в трубах, каналах и т. д.

Установлено, что сила сопротивления движению в жидкостях небольших шариков при малых скоростях равна:

$$\boxed{F = 6\pi\eta r \boldsymbol{\upsilon}},$$

где *r* – радиус шара, $\boldsymbol{\upsilon}$ - скорость шара, η — вязкость жидкости. Формула (8) является *формулой Стокса*.

1. 7 Лекция № 9 (2 часа).

Тема: «Основы специальной теории относительности»

1.7.1 Вопросы лекции:

1. Принцип относительности Галилея. Преобразования Галилея.
2. Принцип относительности в релятивистской механике. Преобразование Лоренца для координат и времени и их следствия. Интервал между событиями.
3. Релятивистский закон сложения скоростей.
4. Релятивистский импульс. Основной закон релятивистской динамики материальной точки. Взаимосвязь массы и энергии.

1.7.2 Краткое содержание вопросов:

Принцип относительности Галилея. Преобразования Галилея

Специальная теория относительности, созданная Эйнштейном в 1905 году, по своему основному содержанию может быть названа *физическим учением* о пространстве и времени. Физическим потому, что свойства пространства и времени в этой теории рассматриваются в теснейшей связи с законами совершающихся в них физических явлений. Термин «специальная» подчеркивает то обстоятельство, что эта теория рассматривает явления тольков инерциальных системах отсчета.

Прежде чем перейти к ее изложению, сформулируем основные принципы ньютоновской механики:

1) Пространство имеет 3 измерения; справедлива евклидова геометрия.

2) Время существует независимо от пространства в том смысле, в котором независимы три пространственных измерения.

3) Промежутки времени и размеры тел не зависят от системы отсчета

4) Признается справедливость закона инерции Ньютона - Галилея (I закон Ньютона)

5) При переходе от одной ИСО к другой справедливы преобразования Галилея для координат, скоростей и времени.

6) Выполняется принцип относительности Галилея: все законы механики одинаковы во всех инерциальных системах отсчета.

7) Соблюдается принцип дальнодействия: взаимодействия тел распространяются мгновенно, то есть с бесконечной скоростью.

Эти представления ньютоновской механики вполне соответствовали всей совокупности экспериментальных данных, имевшихся в то время. Со временем исследованию подверглись такие явления и процессы, при которых относительные скорости движения тел были велики (сравнимы со скоростью распространения света в вакууме). И тогда оказалось, что в ряде случаев механика Ньютона не работала. Первым подвергся проверке закон сложения скоростей. Принцип относительности Галилея утверждал, что все ИСО эквивалентны по своим механическим свойствам. Но их, наверное, можно отличить по электромагнитным или каким-либо другим свойствам. Например, можно заняться экспериментами по распространению света. В соответствии с существовавшей в то время волновой теории существовала некая абсолютная система отсчета (так называемый «эфир»), в которой скорость света была равна c. Во всех остальных системах скорость света должна была подчиняться закону $c' = c - V$. Это предположение взялись проверить сначала Майкельсон, а затем и Морли. Целью эксперимента являлось обнаружение « истинного » движения Земли относительно эфира. Было использовано движение Земли по орбите со скоростью 30 км в секунду. Идея эксперимента состояла в следующем. Свет от источника S посылался в двух взаимно перпендикулярных направлениях, отражался от зеркал А и В, находящихся на одинаковом расстоянии L от источника S, и возвращался в точку S. Сравнивалось время прохождения светом путей SAS и SBS. Исходя из этих результатов, ученые ожидали получить разницу во времени. Однако, как ни увеличивали они точность экспериментов, разницы во временах зафиксировать не удалось. Конечно, случайно могло оказаться, что относительная скорость Земли относительно эфира была в этот момент равна нулю, но эксперимент, проведенный через полгода, когда скорость Земли должна была быть 60 км/с, тоже ничего не дал.

Специальную теорию относительности называют *релятивистской механикой*, а ее необычные эффекты – *релятивистскими эффектами*.

Принцип относительности в релятивистской механике. Преобразование Лоренца для координат и времени и их следствия. Интервал между событиями

Глубокий анализ всего экспериментального и теоретического материала, имеющегося к началу XX в., привел Эйнштейна к пересмотру исходных положений классической физики, прежде всего представлений о свойствах пространства и времени. В результате им была создана специальная теория относительности, явившаяся логическим завершением всей классической физики.

Эта теория принимает без изменения такие положения ньютоновской механики, как евклидовость пространства и закон инерции Галилея—Ньютона. Что же касается утверждения о неизменности размеров твердых тел и промежутков времени в разных системах отсчета, то Эйнштейн обратил внимание на то, что эти представления возникли в результате изучения движений тел с малыми скоростями, поэтому их экстраполяция в область больших скоростей ничем не оправдана, а следовательно незаконна. Только опыт может дать ответ на вопрос, каковы их истинные свойства. Это же относится к преобразованиям Галилея и к принципу дальнодействия.

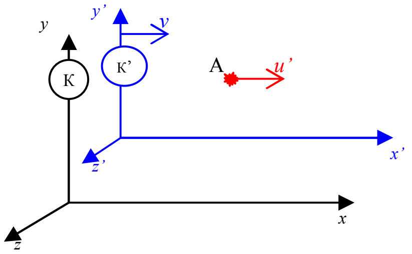
В качестве исходных позиций специальной теории относительности Эйнштейн принял два *постулата*:

1. *никакими опытами (механическими, электромагнитными, оптическими и др.), проведенными в пределах данной системы отсчета, нельзя установить, находится ли она в состоянии покоя или в состоянии равномерного прямолинейного движения.*
2. *скорость света в вакууме не зависит от движения источника света или наблюдателя и одинакова во всех инерциальных системах отсчета.*

Первый постулат представляет собой обобщение принципа относительности Галилея на любые физические процессы: все физические явления протекают одинаковым образом во всех инерциальных системах отсчета. Другими словами, все инерциальные системы отсчета эквивалентны (неразличимы) по своим, физическим свойствам; никаким опытом нельзя в принципе выделить ни одну из них как предпочтительную.
Второй постулат утверждает, что скорость света в вакууме не зависит от движения источника света и одинакова во всех направлениях. Это значит, что, скорость света в вакууме одинакова во всех ИСО. Таким образом, скорость света занимает особое положение в природе. В отличие от всех других скоростей, меняющихся при переходе от одной системы отсчета к другой, скорость света в пустоте является инвариантной величиной. Наличие такой скорости существенно изменяет представления о пространстве и времени.
Из постулатов Эйнштейна следует также, что скорость света в вакууме является предельной: никакой сигнал, никакое воздействие одного тела на другое не могут распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Именно предельный характер этой скорости и объясняет одинаковость скорости света во всех системах отсчета. В самом деле, согласно принципу относительности, законы природы должны быть одинаковы во всех инерциальных системах отсчета. Тот факт, что скорость любого сигнала не может превышать предельное значение, есть также закон природы. Следовательно, значение предельной скорости—скорости света в вакууме—должно быть одинаково во всех инерциальных системах отсчета: в противном случае эти системы можно было бы отличить друг от друга. В частности, наличие предельной скорости автоматически предполагает ограничение скорости движения частиц величиной с. Иначе эти частицы могли бы осуществлять передачу сигналов (или взаимодействий между телами) со скоростью, превышающей предельную. Таким образом, согласно постулатам Эйнштейна, значение всех возможных в природе скоростей движения тел и распространения взаимодействий ограничено величиной с. Этим самым отвергается принцип дальнодействия ньютоновской механики.
Все содержание специальной теории относительности вытекает из этих двух ее постулатов. В настоящее время оба постулата Эйнштейна, как и все следствия из них, убедительно подтверждаются всей совокупностью накопленного экспериментального материала.

Преобразования Лоренца.

Преобразования координат и времени – это правила перехода от одной инерциальной системы отсчета к другой. Зная координаты и время материальной точки (x,y,z,t) в одной системе отсчета можно с помощью преобразований перейти в другую систему отсчета, где будут другие координаты и время (x',y',z',t').
Прежде чем рассмотрим преобразования Лоренца, запишем преобразования Галилея для координат и времени. (классическая механика).



Рассмотрим две инерциальные системы отсчета: неподвижную К и подвижную К'. подвижная система движется относительно неподвижной со скоростью *v*. Пусть координатные оси данных СО параллельны, а начала координат при начале отсчета времени совпадают. Тогда координаты произвольной точки А в обеих системах связаны следующими соотношениями:

$$\begin{cases} x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases}$$ *преобразования Галилея.*

Времена в обеих системах t и t' отсчета совпадают.
Из преобразований Галилея вытекает *классический закон сложения скоростей*:

$$u = u' + v$$

Теперь наступило время заменить преобразования Галилея новыми формулами с учетом постулатов Эйнштейна. Преобразования, удовлетворяющие постулатам Эйнштейна, называют преобразованиями Лоренца. Вот как они выглядят:

$$\begin{cases} x' = \dfrac{x - vt}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \dfrac{t - \dfrac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \end{cases}$$

преобразования Лоренца

Преобразования Лоренца устраняют противоречие преобразований Галилея постоянству скорости света. В преобразованиях Лоренца «перемешаны» координаты и время. В этом проявляется взаимосвязь пространства и времени.

В пределе при $c = \infty$ преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея. Таким образом, различие в течение времени в разных инерциальных системах отсчета обусловлено существованием предельной скорости распространения взаимодействий. При скоростях много меньших скорости света (т. е. при $v \ll c$) преобразования Лоренца практически не отличаются от преобразований Галилея. Следовательно, преобразования Галилея сохраняют значение для скоростей, малых по сравнению со скоростью света.

Следствия из преобразований Лоренца.

Из преобразований Лоренца вытекает ряд необычных следствий.

1. Лоренцево сокращение длин.

   Длина стержня, измеренная в системе относительно которой движется, оказывается меньше длины l_0, измеренной в системе относительно которой стержень покоится:

   $$l = l_0\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

   Таким образом, длина движущегося стержня оказывается меньше той, которой обладает стержень в состоянии покоя. Аналогичный эффект наблюдается для тел любой формы: в направлении движения линейные размеры тела сокращаются тем больше, чем больше скорость движения Это явление называется лоренцевым сокращением. Поперечные размеры тела не изменяются. В результате, например, шар принимает форму эллипсоида, сплющенного в направлении движения.

2. Относительность одновременности.

   Если в одной системе в разных точках пространства (x_1,x_2) происходят два события в один момент времени ($t_1=t_2$), то в другой системе отсчета эти события будут неодновременными ($t'_1 \neq t'_2$).

3. Замедление времени.

   Пожалуй самым необычным следствием из преобразований Лоренца является эффект замедления времени. Рассматривая протекание события в неподвижной системе можно определить τ как длительность события, измеренную по неподвижным часам. Тогда τ_0 – это длительность события, измеренная по часам, движущимся вместе с телом. Оно называется *собственным временем тела*. Длительность события, происходящее в некоторой точке, минимальна в той инерциальной системе отсчета, относительно которой точка неподвижна.

   $$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

   Этот результат можно также сформулировать следующим образом: часы, движущиеся относительно инерциальной системы отсчета идут медленнее покоящихся часов. Замедление хода часов становится существенным при скоростях υ, близких к скорости света в вакууме.

4. **Релятивистский закон сложения скоростей**.

   Из преобразований Лоренца получается новый способ сложения скоростей:

   $$u = \frac{u' + \upsilon}{1 + \frac{\upsilon}{c^2}u'}$$

   В случае, когда $\upsilon \ll c$ релятивистский закон сложения скоростей переходит в формулу сложения скоростей в классической механике.

Релятивистский импульс. Основной закон релятивистской динамики материальной точки. Взаимосвязь массы и энергии.

В классической механике Ньютона предполагается, что масса тела постоянна, независимо от состояния его движения и одинакова во всех инерциальных системах отсчета ($m=m'$).

Эйнштейн показал, что при $\upsilon \sim c$ масса тела зависит от скорости её движения по отношению к рассматриваемой инерциальной системе отсчета по следующему закону:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \qquad (5.1)$$

где m_0 - масса того же тела, измеренная в инерциальной системе отсчета по отношению к которой тело покоится. Эта величина называется *массой покоя* тела. Масса m движущегося тела называется *релятивистской массой* тела или просто массой.
В связи с уравнением (5.1) – *основной закон релятивистской динамики* – будет иметь вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\vec{\upsilon}\right)=\vec{F} \qquad (5.2)$$

Это выражение является инвариантным по отношению к преобразованиям Лоренца.
При $\upsilon \ll c$ $m \sim m_0$ и релятивистское уравнение (5.2) совпадает с основным законом динамики в классической механике:

$$m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}=\vec{F}, \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt}\vec{p}=\vec{F},$$

где $\vec{p}$ - импульс.
Из (5.2) следует, что импульс релятивистской частицы равен

$$\vec{p}=\frac{m_0\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \qquad \textit{релятивистский импульс}$$

Выражение для кинетической энергии в СТО имеет вид:

$$E_k=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-m_0c^2$$

Можно показать, что эта формула переходит в классическую при $\upsilon \ll c$.
Развивая СТО, Эйнштейн пришел к следующему фундаментальному выводу: общая энергия тела, из каких бы видов энергии она ни состояла (кинетической, электрической, химической и т. д.), связана с массой этого тела соотношением:

$$E=mc^2$$

Эта формула выражает один из наиболее фундаментальных законов природы – закон взаимосвязи (пропорциональности) массы *m* и полной энергии *E* тела.
Из формулы следует, что покоящееся тело также обладает энергией

$$E=m_0c^2$$

Эту энергию называют *энергией покоя*. Где m_0 - масса покоя тела.
Мы видим, что масса тела, которая в нерелятивистской механике выступала как мера инертности (во втором; законе Ньютона) или как мера гравитационного действия (в законе всемирного тяготения), теперь выступает в новой функции — как мера «энергосодержания» тела. Даже покоящееся тело, согласно теории относительности обладает запасом энергии — энергией покоя. Изменение полной энергии тела (системы) сопровождается эквивалентным изменением его массы $\Delta m=\Delta E/c^2$, и наоборот. При обычных макроскопических процессах изменение массы тел оказывается чрезвычайно малым, недоступным для измерений.

1. 8 Лекция № 10 (2 часа).

Тема: «Основы молекулярно-кинетической теории»

1.8.1 Вопросы лекции:

1. Молекулярно-кинетическая теория строения вещества.
2. Строение газов и газовые законы.
3. Основное уравнение МКТ газов.
4. Среднеквадратичная скорость молекул. Степени свободы.

1.8.2 Краткое содержание вопросов:

Молекулярно-кинетическая теория строения вещества.

Для характеристики масс атомов и молекул используются величины, называемые относительной атомной массой (или просто атомной массой) химического элемента и относительной молекулярной массой (или просто молекулярной массой) вещества.
Относительной атомной массой химического элемента называется отношение массы
атома этого элемента к 1/12 массы атома $_{12}C$ (так обозначается изотоп углерода с массовым числом 12).
Относительной молекулярной массой вещества называется отношение массы молекулы этого вещества к 1/12 массы атома $_{12}C$. Из их определения следует, что атомная и молекулярная массы являются безразмерными величинами.
Масса, равная 1/12 массы атома $_{12}C$, называется *атомной единицей массы* (а. е. м.).

Одной из основных единиц СИ является единица количества вещества, называемая *молем*. Моль представляет собой количество вещества, в котором содержится число частиц (атомов, молекул, ионов, электронов или других структурных единиц), равное числу атомов в 0,012 кг изотопа углерода $_{12}C$.
Число частиц, содержащихся в моле вещества, называется постоянной Авогадро. Опытным путем найдено, что эта постоянная равна

$$N_A = 6{,}022 \cdot 10^{23}\ \text{моль}^{-1}$$

Количество вещества:

$$\nu = \frac{N}{N_A}$$

Массу моля обозначают буквой μ и называют молярной массой. Она равна произведению постоянной Авогадро на массу молекулы: $\mu = N_A \cdot m_0$ $\qquad \nu = \dfrac{m}{\mu}$

Понятие о температуре.
В первом приближении температуру можно определить как величину, характеризующую степень нагретости тел. В технике и в быту используется температура, отсчитанная по шкале Цельсия. Единица этой шкалы называется градусом Цельсия (°С). В физике пользуются термодинамической температурой, которая не только более удобна, но, кроме того, имеет глубокий физический смысл (будет показано позднее). Единица термодинамической температуры — кельвин (К) является одной из основных единиц СИ. Числовые значения кельвина и градуса Цельсия одинаковы. Термодинамическая температура T связана с температурой t по шкале Цельсия соотношением
$T = t + 273{,}15$
Температура, равная 0 К, называется абсолютным нулем температуры; ему соответствует $t = -273{,}15°C$.

Строение газов и газовые законы
Равновесное состояние газа определяется значениями трех параметров: давления *p*, объема *V* и температуры *T* (для данной массы газа).
Опытным путем было установлено, что при обычных условиях (т. е. при комнатной температуре и атмосферном давлении) параметры состояния таких газов, как кислород и азот, довольно хорошо подчиняются уравнению

$$\frac{pV}{T} = b$$

где *b* — константа, пропорциональная массе газа. Оказалось также, что чем разреженнее газ (чем меньше его плотность), тем точнее выполняется это уравнение.
У разреженных газов молекулы практически на взаимодействуют между собой. Они лишь иногда сталкиваются друг с другом. Однако эти столкновения происходят настолько редко, что большую часть времени молекулы движутся свободно. Газ, взаимодействием между молекулами которого можно пренебречь, был назван *идеальным*.
В молекулярно-кинетической теории пользуются идеализированной моделью *идеального газа*, согласно которой:
1) собственный объем молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда;
2) между молекулами газа отсутствуют силы взаимодействия;
3) столкновения молекул газа между собой и со стенками сосуда абсолютно упругие.
Согласно закону Авогадро при нормальных условиях, т. е. при температуре 0°С и давлении в одну атмосферу $1{,}013 \cdot 10^5$ Па), объем моля любого газа равен 22,4 л/моль = $22{,}4 \cdot 10^{-3}$ м3/моль. Отсюда следует, что в случае, когда количество газа равно одному молю, константа *b* в уравнении будет одинаковой для всех газов. Обозначив константу для одного моля буквой *R*, напишем уравнение состояния идеального газа следующим образом:

$$pV_M = RT$$

Индекс «м» при *V* указывает на то, что имеется в виду объем одного моля газа (молярный объем).
Константа *R* называется молярной газовой постоянной или просто газовой постоянной. Согласно закону Авогадро *R=8.31 Дж/кг*.
Чтобы получить уравнение состояния для произвольной массы *m* идеального газа, умножим обе части уравнения на отношение $\dfrac{m}{\mu}$, где μ — молярная масса газа (учтем, что $V = \dfrac{m}{\mu}V_M$):

$$pV = \frac{m}{\mu}RT \quad (1)$$

Это есть уравнение состояния для идеального газа.
Умножим и разделим правую часть уравнения на постоянную Авогадро N_A:

$$pV = \frac{m}{\mu}\frac{N_A}{N_A}RT$$

Здесь $N = \dfrac{m}{\mu}N_A$ — число молекул, содержащихся в массе *m* газа.

Величина $k = \dfrac{R}{N_A} = \dfrac{8.31}{6.022 \cdot 10^{23}} = 1.38 \cdot 10^{-23}\ \dfrac{Дж}{К}$ называется постоянной Больцмана.

$$pV = NkT$$

Разделим обе части этого уравнения на объем газа V. Величина $n = \frac{N}{V}$ есть концентрация молекул газа (число молекул в единице объема газа).
Следовательно,

$$p = nkT \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) представляют собой различные формы записи уравнения состояния идеального газа.
Легко видеть, что из уравнения (1) вытекают газовые законы.

1. Закон Бойля — Мариотта: для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная (изотермический процесс):

$$pV - пост.$$

Кривая, изображающая зависимость между величинами p и V, характеризующими свойства вещества при постоянной температуре, называется изотермой. Изотермы представляют собой гиперболы, расположенные на графике тем выше, чем выше температура, при которой происходит процесс.

2. Закон Гей-Люссака: объем данной массы газа при постоянном давлении изменяется линейно с температурой (изобарный процесс):

$$V \sim T$$

3. Аналогичная зависимость имеется для давления при постоянном объеме (изохорный процесс):

$$p \sim T$$

Для идеальных газов справедлив *Закон Дальтона*: давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений входящих в нее газов, т. е.

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + ... p_n$$

где p_1, p_2, . ., p_n—парциальные давления — давления, которые оказывали бы газы смеси, если бы они одни занимали объем, равный объему смеси при той же температуре.

Основное уравнение МКТ.

При своем движении молекулы газа ударяют о стенку сосуда, в котором заключен газ, создавая тем самым давление газа на стенку. Попытаемся вычислить это давление, исходя из молекулярно-кинетических представлений. Чтобы облегчить вычисления, сделаем несколько упрощающих задачу предположений.

- Если газ находится в равновесии, все направления движения молекул равновероятны, ни одному из них нельзя отдать предпочтения перед другими. Для простоты предположим, что молекулы движутся только вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений.
- Второе упрощение состоит в том, что всем молекулам мы припишем одинаковые скорости.

Теперь приступим к вычислению давления. Молекула, летящая к стенке со скоростью v, отражается от нее со скоростью -v Следовательно, изменение импульса, сообщаемое стенкой молекуле, равно m_0v — $(-m_0v;)=2m_0v$. По третьему закону Ньютона молекула сообщает стенке при ударе импульс $2m_0v$.

Таким образом, $p = \frac{1}{3} n m_0 v^2$

Более строгий расчет, учитывающий, что молекулы движутся не вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений, а с равной вероятностью вдоль любого направления в пространстве, приводит к формуле:

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \bar{v}^2, \qquad (3)$$

где $\bar{v}^2$ - среднеквадратичная скорость молекулы. Уравнение (3) основное уравнение МКТ.
Формулу (3) можно записать в виде:

$$p = \frac{1}{3} n 2 \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} n \bar{E}_0, \qquad (4)$$

где E_0 – средняя энергия поступательного движения молекулы. Произведение nE_0 дает суммарную энергию поступательного движения n молекул. Таким образом, давление равно двум третям энергии поступательного движения молекул, содержащихся в единице объема газа.

Среднеквадратичная скорость молекул. Степени свободы.

Из сравнения выражений (2) и (4) следует, что

$$E_0 = \frac{3}{2} kT. \qquad (5)$$

Таким образом, термодинамическая температура есть величина, пропорциональная средней энергии поступательного движения молекул. Отметим, что поступательно движутся только молекулы газа. Движение молекул в жидких и твердых телах носит иной характер (об этом движении будет идти речь в дальнейшем).
Выразим из формулы (5) среднеквадратичную скорость:

$$v_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Или, если числитель и знаменатель под корнем умножить на N_A, то $v_{кв} = \sqrt{\frac{3kN_AT}{N_Am_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$

Только поступательно движутся лишь одноатомные молекулы. Двух- и многоатомные молекулы, кроме поступательного, могут совершать также вращательное и колебательное движения. Эти виды движения связаны с некоторым запасом энергии, вычислить который позволяет устанавливаемый классической {т. е. основанной на ньютоновских законах) статистической физикой закон равнораспределения энергии по степеням свободы молекулы. Прежде чем сформулировать этот закон, рассмотрим понятие числа степеней свободы механической системы.
Числом степеней свободы механической системы называется количество независимых величин, с помощью которых может быть задано положение системы в пространстве. (см. Савельев И.В. Курс физики, стр.223)
Экспериментально установлено, что при определении числа степеней свободы молекул атомы нужно рассматривать как материальные точки. Соответственно одноатомной молекуле следует приписывать три поступательные степени свободы. Двухатомной молекуле с жесткой связью между атомами нужно приписывать пять степеней свободы — три поступательные и две вращательные. Трехатомной и более молекуле с жесткой связью между атомами нужно приписывать шесть степеней свободы — три поступательные и три вращательные.
При любом числе степеней свободы молекулы три из них поступательные, причем ни одна из них не имеет преимущества перед другими. Поэтому на каждую из поступательных степеней свободы приходится в среднем одинаковая энергия, равная $\frac{1}{2}kT$ на все три поступательные степени свободу приходится энергия, в среднем равная $\frac{3}{2}kT$.
Согласно *закону равнораспределения* на каждую степень свободы (поступательную, вращательную и колебательную) в среднем приходится одинаковая кинетическая энергия, равная $\frac{1}{2}kT$.
Из закона равнораспределения кинетической энергии по степеням свободы вытекает, что средняя энергия молекулы определяется формулой

$$\overline{E}_0 = \frac{i}{2}kT$$

где i — сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы.

1. 9 Лекция № 11 (2 часа).

Тема: «Статистические распределения»

1.9.1 Вопросы лекции:

1. Распределение молекул газа по скоростям.
2. Опыты Штерна и Ламмерта.
3. Распределение молекул газа по потенциальным энергиям.
4. Определение числа Авогадро.

1.9.2 Краткое содержание вопросов:

Распределение молекул газа по скоростям.
Молекулы газа движутся с самыми различными скоростями, причем как величина, так и направление скорости каждой отдельно взятой молекулы непрерывно меняются из-за соударений (при нормальных условиях каждая молекула претерпевает в секунду примерно 10^9 соударений).
Предположим, что мы располагаем способом одновременного определения скоростей всех *N* молекул некоторого количества газа. Выберем интервал скоростей *d*v в окрестности скорости v. Отношение $\frac{dN}{d\upsilon}$ есть число молекул (из *N* числа), скорости которых попали в данный интервал скоростей *d*v. Если взять отношение $\frac{dN}{Nd\upsilon}$, то оно равно доле молекул, скорости которых попали в данный интервал скоростей *d*v. Отношение $\frac{dN}{Nd\upsilon}$ должно зависеть от выбранной скорости, т.е. являться функцией скорости $f(\upsilon)$:

$$f(\upsilon) = \frac{dN}{Nd\upsilon}$$

Определенная таким образом функция *f*(v) характеризует распределение молекул газа по скоростям и называется *функцией распределения*. Зная вид *f*(v), можно найти количество молекул *dN* из числа данных молекул *N,* скорости которых попадают внутрь интервала *d*v, т. е. имеют значения, заключенные в пределах от v до v + *d*v .
Отношение

$$\frac{dN}{N} = f(\upsilon)d\upsilon$$

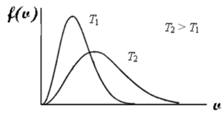
дает вероятность того, что скорость молекулы будет иметь значение в пределах данного (лежащего между v и v + *d*v) интервала скоростей *d*v.
Если взять весь интервал возможных значений скорости, то в этот интервал попадут все молекулы. Иными словами, доля молекул (или вероятность) в этом случае равна единице.

$$\int_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon = \frac{N}{N} = 1$$

Функция распределения была найдена теоретически Максвеллом и носит его имя. Она имеет следующий вид:

$$\boxed{f(\upsilon) = 4\pi\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} \cdot \upsilon^2} \qquad (1)$$

Конкретный вид функции зависит от рода газа (от массы молекулы $\mathbf{m_0}$) и от параметра состояния газа (от температуры $\boldsymbol{T}$). Давление и объем газа на распределение молекул по скоростям не влияют.



Площадь охватываемая кривой постоянна и равна единице. (т.к. $S = \int_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon = 1$)

1) Скорость, отвечающая максимальному значению функции распределения, называют *наиболее вероятной*. В точке максимума функции (1) производная равна нулю. Найдя производную функции и приравняв ее к нулю, можно определить *наиболее вероятную скорость*.

$$\boxed{\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}} \qquad (2)$$

Из (2) следует, что при увеличении температуры (или уменьшении массы молекулы) максимум кривой смещается вправо и становится ниже, причем, как мы знаем, площадь, охватываемая кривой, остается неизменной.

2) Зная распределение молекул по скоростям, можно найти среднее арифметическое значение скорости. *Средняя скорость молекулы равна*:

$$\boxed{\bar{\upsilon} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}} \qquad (3)$$

3) Из функции распределения так же можно найти среднее значение квадрата скорости молекулы равно – *среднеквадратичную скорость*:

$$\boxed{\upsilon_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}} \qquad (4)$$

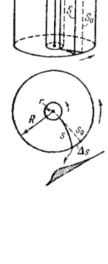
Сопоставляя (2), (3) и (4), можно заметить, что $v_в$, $\bar{\upsilon}$, $v_{кв}$ одинаковым образом зависят от температуры и массы молекулы, отличаясь лишь числовым множителем.

$$\upsilon_в \prec \bar{\upsilon} \prec \upsilon_{кв}$$

Необходимо подчеркнуть еще раз, что установленный Максвеллом закон распределения молекул по скоростям и все вытекающие из него следствия справедливы только для газа, находящегося в равновесном состоянии. Закон справедлив для любого числа *N,* если только это число достаточно велико. Закон Максвелла — статистический, а законы статистики выполняются тем точнее, чем к большему числу одинаковых объектов они применяются. При малом числе объектов могут наблюдаться значительные отклонения от предсказаний статистики.
Если имеется смесь газов, находящаяся в равновесии, то в пределах молекул каждого сорта имеет место распределение со своим значением массы молекулы *m.* Более тяжелые молекулы будут двигаться в среднем с меньшей скоростью, чем более легкие.
Исходя из распределения молекул по скоростям можно найти распределение молекул по значениям кинетической энергии поступательного движения. Для этого нужно перейти от переменной *v* к переменной *E*, равной $\frac{m_0v^2}{2}$. Можно показать, что в этом случае распределение молекул по значениям *E* характеризуется функцией

$$f(E) = \frac{2}{\pi}\frac{1}{(kT)^{\frac{2}{2}}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \sqrt{E}$$

Экспериментальная проверка закона распределения Максвелла
Опыт Штерна.
Первое экспериментальное определение скоростей молекул было осуществлено Штерном в 1920 г. Прибор, использованный для этой цели, состоял из двух коаксиальных цилиндров. По оси прибора была натянута платиновая нить, покрытая серебром. При нагревании нити электрическим током с ее поверхности испарялись атомы серебра. Скорости испарившихся атомов соответствовали температуре нити. Покинув нить, атомы двигались по радиальным направлениям. Внутренний цилиндр имел узкую продольную щель, через которую проходил наружу узкий пучок атомов (молекулярный пучок). Чтобы атомы серебра не отклонялись за счет соударений с молекулами воздуха весь прибор находился в вакууме. Достигнув поверхности внешнего цилиндра, атомы серебра оседали на нее, образуя слой в виде узкой вертикальной полоски.

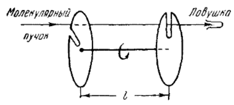


Если привести весь прибор во вращение, след, оставляемый молекулярным пучком, сместится по

поверхности внешнего цилиндра на некоторую величину Δs. Это произойдет потому, что за время, пока атомы серебра пролетают зазор между цилиндрами, прибор успевает повернуться на некоторый угол $\Delta\varphi$, в результате против пучка окажется другой участок наружного цилиндра, смещенный относительно первоначального следа s_0 на величину Δs, равную $R\Delta\varphi$ (R — радиус внешнего цилиндра).
Расстояние Δs между первоначальной и смещенной полосками серебра можно связать с угловой скоростью вращения цилиндров ω, геометрией прибора и скоростью молекул v.

Опыт Ламмерта.

Более точно закон распределения был проверен в опыте Ламмерта (1929 г.), в котором молекулярный пучок пропускался через два вращающихся диска с радиальными щелями, смещенными друг относительно друга на некоторый угол φ. Из числа молекул, пролетевших через щель в первом диске, пролетят через второй диск только те, которые подлетят к нему в тот момент, когда на пути пучка встанет прорезь во втором диске. Более быстрые молекулы достигнут второго диска слишком рано, а более медленные — слишком поздно для того, чтобы пройти через щель. Таким образом, это устройство позволяет выделить из пучка молекулы, обладающие определенным значением скорости.



Меняя угловую скорость вращения прибора ω (или угол между дисками φ), можно выделять из пучка молекулы, обладающие различными значениями скорости. Улавливая затем эти молекулы в течение определенного времени, можно определить их относительное количество в пучке.
Результаты опыта Штерна, Ламмерта и других опытов, предпринимавшихся с той же целью, находятся в полном согласии с законом распределения, установленным теоретически Максвеллом.

Распределение молекул газа по потенциальным энергиям

Атмосферное давление на какой-либо высоте h обусловлено весом вышележащих слоев газа. Обозначим буквой p давление на высоте h. Тогда давление на высоте $(h + dh)$ будет $(p + dp)$. Разность сил pS–(p+dp)S, действующих на данный слой газа равен весу газа в слое:

$$pS-(p+dp)S = mg = \rho Vg = \rho Sdhg$$

$$p-(p+dp) = \rho dhg$$

$$-dp = \rho gdh$$

где ρ — плотность газа на высоте h. Отсюда

$$dp = -\rho gdh \qquad (5)$$

Воспользовавшись уравнением состояния, плотность газа можно выразить через давление и температуру.

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}$$

Подставив выражение для плотности в (5), получим

$$dp = -\frac{p\mu g}{RT}dh$$

откуда

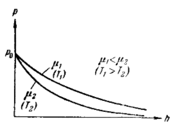
$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT}dh \qquad (6)$$

Проинтегрируем выражение (6), считая, что температура газа постоянна и не зависит от высоты

$$\int_{p_0}^{p}\frac{dp}{p} = -\int_0^h \frac{\mu g}{RT}dh$$

$$\ln\frac{p}{p_0} = -\frac{\mu gh}{RT}$$

Потенцируя полученное выражение, находим, что $\dfrac{p}{p_0} = e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$



где p_o — давление на нулевой высоте $h = 0$.
Таким образом, при постоянстве температуры *зависимость давления от высоты выражается формулой*

$$\boxed{p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}} \qquad (7)$$

Формула (7) называется *барометрической формулой*. Из нее следует, что давление убывает с высотой тем быстрее, чем тяжелее газ (μ>>). Или, давление убывает с высотой тем быстрее, чем ниже температура (T<<).
Заменив в (7) давление p через nkT [см. предыд. лек.], получим закон изменения с высотой числа молекул в единице объема:

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$$

Здесь n_o — числе молекул в единице объема на высоте, равной нулю, n — то же число на высоте h.

Полученное выражение можно преобразовать, заменив отношение $\dfrac{\mu}{R}$ равным ему отношением $\dfrac{m_0}{k}$, где m_0 — масса одной молекулы, k — постоянная Больцмана. Тогда получим выражение:

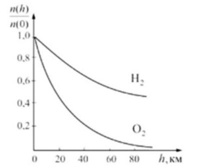
$$\boxed{n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}}} \quad (8)$$

Из (8) следует, что с понижением температуры число частиц на высотах, отличных от нуля, убывает, обращаясь в нуль при $\boldsymbol{T=0}$. При абсолютном нуле все молекулы расположились бы на земной поверхности. При высоких температурах, напротив, концентрация молекул $\boldsymbol{n}$ слабо убывает с высотой, так что молекулы оказываются распределенными по высоте почти равномерно.

Этот факт имеет простое физическое объяснение. Каждое конкретное распределение молекул по высоте устанавливается в результате действия двух тенденций;

1) притяжение молекул к земле (характеризуемое силой mg**)** стремится расположить молекулы на поверхности Земли;

2) тепловое движение (характеризуемое величиной kT) стремятся разбросать молекулы равномерно по всем высотам.



Чем. больше масса молекулы $\boldsymbol{m_0}$ и меньше T тем сильнее преобладает первая тенденция и молекулы сгущаются у поверхности земли. В пределе при $\boldsymbol{T \to 0}$ тепловое движение совсем прекращается и под влиянием притяжения молекулы располагаются на земной поверхности. При высоких температурах превалирует тепловое движение, и плотность молекул медленно убывает с высотой.

На разных высотах от нулевого уровня молекула обладает различным запасом потенциальной энергии:

$$E_n = m_0 g h \quad (9)$$

Следовательно, распределение (8) молекул по высоте является вместе с тем и распределением по значениям потенциальной энергии молекул . С учетом (9) формулу (8) можно записать следующим образом:

$$\boxed{n = n_0 e^{-\frac{E_n}{kT}}} \quad (10)$$

где $\boldsymbol{n_o}$ — число молекул в единице объема в том месте, где потенциальная энергия молекулы равна нулю, $\boldsymbol{n}$ число молекул в единице объема, соответствующее тем точкам пространства, где потенциальная энергия молекулы равна $\boldsymbol{E_n}$.

Из (10) следует, что молекулы располагаются с большей плотностью там, где меньше их потенциальная энергия, и, наоборот, с меньшей плотностью в местах, где их потенциальная энергия больше.

Больцман доказал, что распределение (10), справедливо не только в случае потенциального поля сил земного тяготения, но и в любом потенциальном поле сил для совокупности любых одинаковых частиц, находящихся в состоянии хаотического теплового движения. В соответствии с этим *распределение (10) называют распределением Больцмана.*

В то время как закон Максвелла дает распределение частиц по значениям кинетической энергии, закон Больцмана дает распределение частиц по значениям потенциальной энергии. Для обоих распределений характерно наличие экспоненциального множителя, в показателе которого стоит отношение кинетической или соответственно потенциальной энергии одной молекулы к величине, определяющей среднюю энергию теплового движения молекулы.

Определение числа Авогадро.

Распределение (10) было положено Перреном (1909 г.) в основу опытов по определению числа Авогадро. Взвешенные в жидкости очень мелкие твердые частицы находятся в состоянии непрестанного беспорядочного движения, называемого броуновским движением.

Броуновское движение указывает на то, что достаточно малые частицы вовлекаются в совершаемое молекулами тепловое движение. Принимая участие в тепловом движении, такие частицы должны вести себя подобно гигантским молекулам, и на них должны распространяться закономерности кинетической теории, в частности распределение Больцмана.

Основную трудность в опытах Перрена составляло приготовления одинаковых частиц и определение их массы. Применив многократно метод центрифугирования, Перрену удалось приготовить весьма однородную эмульсию из практически одинаковых шариков гуммигута[3] с радиусами порядка нескольких десятых долей микрона. Эмульсия помещалась в плоскую стеклянную кювету глубиной 0,1 ***мм*** и рассматривалась с помощью микроскопа. Микроскоп имел столь малую глубину поля зрения, что в него были видны только частицы, находящиеся в горизонтальном слое толщиной примерно 1 ***мк.*** Перемещая микроскоп в вертикальном направлении, можно было исследовать распределение броуновских частиц по высоте.

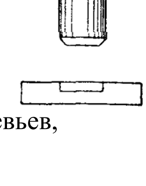
Обозначим высоту слоя, видимого в микроскоп, над дном кюветы буквой h. Число частиц, попадающих в поле зрения микроскопа, определяется формулой

$$N = nS\Delta h$$

где $n(h)$ — число броуновских частиц в единице объема на высоте h, S — площадь, а Δh — глубина поля зрения микроскопа.

Применив к броуновским частицам формулу (8), можно написать:

$$n = n_0 e^{-\frac{p' h}{kT}}$$



[3] Гуммигут — сгущенный млечный сок, получаемый из надрезов в коре некоторых видов деревьев, растущих в Ост-Индии и на Цейлоне.

где n_0 — число частиц в единице объема при $h=0$, p' — вес броуновской частицы в эмульсии, т. е. вес, взятый с учетом поправки на закон Архимеда.
Написав выражение числа частиц N для двух разных высот h_1 и h_2, получаем:

$$N_1 = n_0 e^{-\frac{p'h_1}{kT}} S\Delta h$$

$$N_2 = n_0 e^{-\frac{p'h_2}{kT}} S\Delta h$$

Логарифмируя отношение $\frac{N_1}{N_2}$, приходим к следующему выражению:

$$\ln\frac{N_1}{N_2} = \frac{p'(h_2 - h_1)}{kT}$$

С помощью этой формулы по измеренным p', T, $(h_2 - h_1)$, N_1 и N_2 можно определить постоянную Больцмана k. Далее, разделив универсальную газовую постоянную R на k, можно было найти число Авогадро.
Полученное Перреном на различных эмульсиях значение N_A лежало в пределах от $6{,}5\cdot 10^{23}$ до $7{,}2 \cdot 10^{23}$ *моль*$^{-1}$. Определенное другими, более точными методами значение N_A равно $6{,}02\text{-}10^{23}$ *моль*$^{-1}$. Таким образом, значение, полученное Перреном, находится в хорошем согласии со значениями, полученными другими методами, что доказывает применимость к броуновским частицам распределения (8).

1. 10 Лекция № 12 (2 часа).

Тема: «Явления переноса»

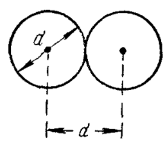
1.10.1 Вопросы лекции:

1. Длина свободного пробега молекул
2. Вакуум и способы его получения
3. Явления переноса в газах

1.10.2 Краткое содержание вопросов:

Ддлина свободного пробега молекул

Молекулы газа, находясь в тепловом движении, непрерывно сталкиваются друг с другом. Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется *эффективным диаметром молекулы d*.

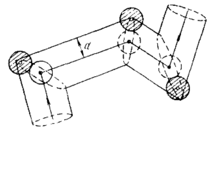


Величина $\sigma = \pi d^2$ называется *эффективным сечением молекулы*.
За время между двумя последовательными соударениями молекула газа проходит некоторый путь l, который называется длиной свободного пробега. Длина свободного пробега — случайная величина. Иной раз молекуле удается пролететь между соударениями довольно большой путь, в другой раз этот путь может оказаться весьма малым.
Ссредний путь λ, проходимый молекулой между двумя последовательными соударениями, называется *средней длиной свободного пробега*.

За секунду молекула проходит в среднем путь, равный средней скорости $\overline{v}$. Если за секунду она претерпевает в среднем ν столкновений, то средняя длина свободного пробега, очевидно, будет равна

$$\lambda = \frac{\overline{v}}{\nu} \quad (1)$$

Для того чтобы подсчитать среднее число столкновений ν, предположим вначале, что все молекулы кроме данной, застыли неподвижно на своих местах. Проследим за движением выделенной нами молекулы. Ударившись об одну из неподвижных молекул, она будет лететь прямолинейно до тех пор, пока не столкнется *с* какой-либо другой неподвижной молекулой. Это соударение произойдет в том случае, если центр неподвижной молекулы окажется от прямой, вдоль которой летит молекула, на расстоянии, меньшем эффективного диаметра молекулы d. В результате столкновения молекула изменит направление своего движения, после чего некоторое время опять будет двигаться прямолинейно, пока на ее пути снова не встретится молекула, центр которой будет находиться в пределах цилиндра радиуса d.



За секунду молекула пройдет путь, равный $\overline{v}$. Очевидно, что число происходящих за это время соударений с неподвижными молекулами равно количеству молекул, центры которых попадают внутрь коленчатого цилиндра длины $\overline{v}$ и радиуса d объем которого равен $\pi d^2\overline{v}$. Умножив этот объем на число молекул в единице объема n, получим среднее число столкновении за секунду движущейся молекулы с неподвижными:

$$\nu' = \pi d^2 \overline{v} n$$

В действительности все молекулы движутся, вследствие чего число соударений определяется средней скоростью движения молекул по отношению друг к другу. Как показывает соответствующий расчет, средняя скорость относительно движения молекул в $\sqrt{2}$ раз больше скорости молекул относительно стенок сосуда. Поэтому среднее число столкновений за секунду будет равно

$$\nu = \sqrt{2}\pi d^2 \bar{v} n$$

Подставив это число в (1), получим для средней длины свободного пробега следующее выражение:

$$\boxed{\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}}$$

Заменив эффективный диаметр d эффективным сечением молекулы σ, получим следующую формулу:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}$$

Вакуум и способы его получения

Если средняя длина свободного пробега λ того же порядка, что и характерный линейный размер сосуда d, в котором заключен газ, или больше, то состояние газа называют вакуумом. Воздух в комнате, например, при атмосферном давлении в состоянии вакуума не находится, так как в этом случае $\lambda \sim 10^{-5}$ см. Однако в сосуде, линейные размеры которого меньше 10^{-5} см (поры дерева и многих других пористых тел), тот же воздух уже находится в условиях вакуума. Различают три вида вакуума: 1) низкий, когда λ меньше характерного размера сосуда d, но приближается к нему; 2) средний, когда λ сравнима с d 3) высокий (или глубокий), когда λ значительно больше d. Газ в состоянии высокого вакуума называется ультраразреженным. Хотя в буквальном смысле слова вакуум означает «пустоту», в ультраразреженном газе содержится в единице объема большое число молекул. Так, при давлении в 10^{-6} *мм* рт. ст. в 1 $м^3$ находится примерно 10^{16} молекул.

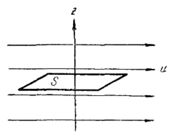
Явления переноса в газах

До сих пор мы рассматривали газ, находящийся в равновесном состоянии. Такое состояние характеризуется одинаковостью во всех точках занимаемого газом объема таких величин, как температура, давление, относительное количество молекул разного сорта и т. п. Теперь мы рассмотрим явления, возникающие при отклонениях газа от равновесия, причем ограничимся случаями, когда эти отклонения невелики. Нарушение равновесия приводит к переносу из одних мест среды в другие либо вещества, либо энергии, либо импульса и т. п. Интенсивность процесса переноса характеризуется потоком соответствующей величины.

Потоком какой-либо величины (например, частиц, массы, энергии, импульса, электрического заряда) называется количество этой величины, проходящее в единицу времени через поверхность. Примерами могут служить поток воды через поперечное сечение трубы, поток электрического заряда через поперечное сечение проводника (называемый силой тока) и т. п. Поверхность, через которую рассматривается поток, может иметь любую форму; в частности, эта поверхность может быть замкнутой.

Рассмотрим три явления переноса: диффузию (перенос частиц или массы), теплопроводность (перенос энергии) и внутреннее трение (перенос импульса).

1) Вязкость



Если скорость u в потоке газа меняется от слоя к слою, то на границе между двумя смежными словами действует сила внутреннего трения, величина которой, как известно из механики, определяется эмпирической формулой:

$$F = \eta \frac{dv}{dz} S \qquad (2)$$

где η— коэффициент вязкости или коэффициент внутреннего трения, $\frac{dv}{dz}$— градиент скорости, т. е. величина, показывающая, как быстро изменяется скорость движения газа v в направлении z, перпендикулярном к поверхности, разделяющей слои, S — величина поверхности, по которой действует сила F.

Уравнение (2) было установлено Ньютоном в 1687 г. и называется законом Ньютона.

Предположим, что имеются два соприкасающихся слоя газа, движущихся параллельно друг другу с раз-
личными скоростями v_1 и v_2.

Пусть в какой-то момент времени слои обладают импульсами K_1 и K_2. Эти импульсы не могут оставаться неизменными, так как вследствие теплового движения происходит непрерывный переход молекул из одного слоя в другой.

Попав в другой слой, молекула претерпевает соударения с молекулами этого слоя, в результате чего она либо отдает избыток своего импульса другим молекулам (если она прилетела из слоя, движущегося с большей скоростью), либо увеличивает свой импульс за счет других молекул (если она прилетела из слоя, движущегося с меньшей скоростью). В итоге импульс более быстро движущегося слоя убывает, а более медленно движущегося — возрастает.

Следовательно, слои ведут себя так, как если бы к слою, скорость которого больше, была приложена сила, тормозящая его движение, а к слою, скорость которого меньше, — такая же по модулю сила, ускоряющая его движение. Таков механизм возникновения сил внутреннего трения.

Исходя из молекулярно-кинетических представлений, можно получить выражение для коэффициента вязкости η:

$$\boxed{\eta = \frac{1}{3}\rho \cdot \bar{v} \cdot \lambda} \quad , \qquad (3)$$

где ρ – плотность газа, $\bar{v}$ - средняя скорость молекул газа, λ – средняя длина свободного пробега.

Так как средняя скорость пропорциональна корню из температуры, то коэффициент вязкости должен расти с температурой пропорционально $\sqrt{T}$.

2) Теплопроводность

Опытным путем установлено, что в случае, если в какой-либо среде вдоль некоторого направления z температура не остается постоянной, то вдоль этого направления устанавливается плотность потока тепла, величина которого определяется формулой

$$\boxed{j_q = -\chi \frac{dT}{dz}} \qquad (4)$$

где j_q — количество тепла, протекающее за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к оси z, $\frac{dT}{dz}$ — градиент температуры, χ— коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств среды и называемый коэффициентом теплопроводности. Знак «—» в (3) отражает то обстоятельство, что направление, в котором возрастает температура, и направление, в котором течет тепло, противоположны, т. е. что тепло течет в направлении убывания температуры.

Уравнение (4) называют законом Фурье.

Если температура газа в разных точках различна, то и средняя энергия молекул в этих точках также будет различна. Перемещаясь вследствие теплового движения из одних мест в другие, молекулы переносят запасенную ими энергию. Этот перенос энергии и обусловливает процесс теплопроводности в газах.

Основываясь на молекулярно-кинетических представлениях, можно получить выражение для коэффициента теплопроводности χ:

$$\boxed{\chi = \frac{1}{3}\rho \cdot \bar{v} \cdot \lambda \cdot C_V}, \qquad (5)$$

где ρ – плотность газа, $\bar{v}$ - средняя скорость молекул газа, λ – средняя длина свободного пробега, C_V – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме.

3) Диффузия

Плотность потока массы пропорциональна градиенту плотности.

уравнение диффузии для потока массы:

$$\boxed{j_m = -D\frac{d\rho}{dz}} \qquad (7)$$

Здесь ρ —плотность компоненты газа.

Эмпирическое уравнение диффузии (7) называют законом Фика.

Основываясь на молекулярно-кинетических представлениях, можно получить выражение для коэффициента диффузии *D*:

$$\boxed{D = \frac{1}{3}\bar{v}\lambda} \qquad (8)$$

1. 11 Лекция № 13,14 (4 часа).

Тема: «Основы термодинамики»

1.11.1 Вопросы лекции:

1. Термодинамическая система.
2. Внутренняя энергия ТС и способы её изменения.
3. Первое начало термодинамики.
4. Применение I начала термодинамики к идеальному газу.
5. Адиабатический процесс.
6. Второе начало термодинамики.
7. Циклы. КПД тепловой машины. Цикл Карно.
8. Энтропия и её свойства.

1.11.2 Краткое содержание вопросов:

1.Термодинамическая система

Термодинамической системой называется совокупность макроскопических тел, которые могут обмениваться энергией между собой и с внешней средой (т.е. с другими телами). Примером может служить жидкость и находящийся в соприкосновении с ней пар или газ. В частности, система может состоять из одного твердого, жидкого или газообразного тела.

Состояние термодинамической системы характеризуют макроскопическими параметрами состояния: давлением, температурой, объемом, плотностью и т.д. Например, для заданной массы идеального газа параметрами состояния являются три величины: P, V, T.

Состояние термодинамической системы будет равновесным, если все параметры состояния имеют определенные значения, не изменяющиеся с течением времени.

Термодинамические системы, которые не обмениваются с внешней средой ни энергией, ни веществом, называются изолированными (или замкнутыми).

Термодинамическим процессом называется переход системы из одного состояния в другое.

Такой переход всегда связан с нарушением равновесия системы. Например, чтобы уменьшить объем газа, заключенного в описанный выше сосуд, нужно вдвинуть поршень. При этом газ будет сжиматься и в первую очередь повысится давление газа вблизи поршня — равновесие будет нарушено. Нарушение равновесия будет тем значительнее, чем быстрее перемещается поршень. Если двигать поршень очень медленно, то равновесие нарушается незначительно и

давление в разных точках мало отличается от равновесного значения, отвечающего данному объему газа. В пределе при бесконечно медленном сжатии давление газа будет иметь в каждый момент времени определенное значение. Следовательно, состояние газа все время будет равновесным, так что бесконечно медленный процесс окажется состоящим из последовательности равновесных состояний.
Бесконечно медленный процесс является абстракцией. Практически можно считать равновесный процесс, протекающий настолько медленно, что отклонения значений параметров от равновесных пренебрежимо малы.
Равновесным термодинамическим процессом называют процесс, состоящий из непрерывной последовательности равновесных состояний. Равновесный процесс является обратимым, он может быть осуществлен в обратном направлении через те же промежуточные состояния и без каких-либо изменений в окружающих телах.
Если по координатным осям откладывать значения каких-либо двух параметров (например, p и V или p и T и т. д.), то равновесное состояние системы можно изобразить точкой на координатной плоскости, а обратимый процесс — сплошной линией.
Неравновесные состояния и процессы так изображать нельзя. Необратимые процессы, протекающие между двумя равновесными состояниями, изображаются штриховыми линиями. Процесс, при котором система после ряда изменений возвращается в исходное состояние, называется круговым процессом или циклом. Обратимый цикл изображается на координатной плоскости замкнутой кривой.
Внутренняя энергия какого-либо тела слагается из кинетической и потенциальной энергий его молекул. Кинетическая энергия тела как целого и его потенциальная энергия во внешнем силовом поле во внутреннюю энергию тела не входят.

Внутренняя энергия и способы её изменения

Внутренняя энергия — энергия теплового движения молекул и энергия взаимодействия этих молекул.
Внутренняя энергия *U* является функцией состояния термодинамической системы. Это означает, что независимо от предыстории системы ее энергия в данном состоянии имеет присущее этому состоянию значение.
Условимся работу совершаемую внешними телами над термодинамической системой обозначать буквой ***A'***, а работу самой системы над внешними телами – ***A***.
Очевидно, что ***A*** и ***A'*** равны между собой и отличаются знаком:

$$A = -A'$$

Взаимодействие данного тела с соприкасающимися с ним телами можно охарактеризовать давлением, которое оно на них оказывает. С помощью давления можно описать взаимодействие газа со стенками сосуда, а также твердого или жидкого тела со средой (например, газом), которая его окружает. Перемещение точек приложения сил взаимодействия сопровождается изменением объема тела. Следовательно, работа, совершаемая данным телом над внешними телами, может быть выражена через давление и изменения объема тела. Рассмотрим следующий пример.
Пусть газ заключен в цилиндрический сосуд, закрытый плотно пригнанным легко скользящим поршнем (без трения).
Элементарная работа газа при бесконечно малом перемещении поршня:

$$\delta A = F \cdot dl \cdot \cos\alpha$$

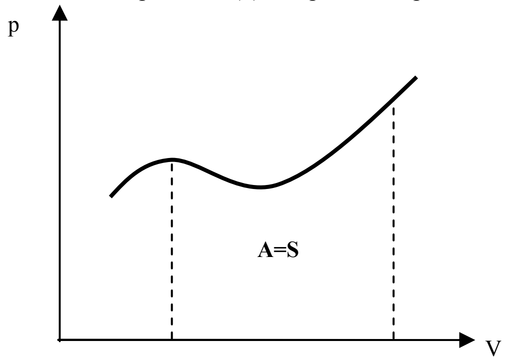
$$F = pS \qquad \alpha = 0^0 \qquad \cos\alpha = 1$$

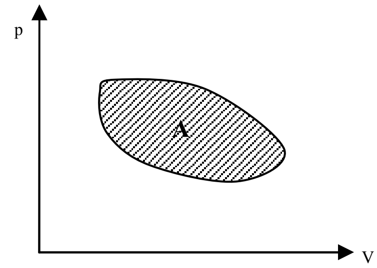
$$\delta A = p \cdot \overbrace{S \cdot dl}^{dV} = pdV$$

Работа, совершаемая при конечных изменениях объема:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV \qquad (1)$$

Если газ расширяется, то его работа будет положительна $A > 0$, $(\alpha = 0^0)$
Если газ сжимается, то его работа будет отрицательна $A < 0$, $(\alpha = 180^0)$
Найденное выражение (1) для работы справедливо при любых изменениях объема твердых, жидких и газообразных тел.





Процесс изменения объема тела можно изобразить на диаграмме p, V. Тогда работа, совершаемая телом при изменении его объема от значения V_1 до значения V_2 будет численно равна площади фигуры, ограниченной осью V, кривой $p = f(V)$ и прямыми V_1 и V_2.
Работа, совершаемая при обратимом круговом процессе, численно равна площади, охватываемой кривой, изображающей цикл, взятой со знаком плюс, если обход по кривой совершается по часовой стрелке, и со знаком минус, если обход по кривой совершается против часовой стрелки.

Первое начало термодинамики

Изменение внутренней энергии может происходить за счет двух различных процессов: совершения над телом работы A' и передачи ему теплоты Q.

Физическая природа теплопередачи заключается в том, что отдельные молекулы более нагретого тела совершают положительную работу над отдельными молекулами менее нагретого тела. Указанный микроскопический процесс и обусловливает передачу энергии
от тела к телу в виде теплоты. Макроскопическая работа телами при этом не совершается.
Теплота Q определяет количество энергии, переданное от одного тела другому посредством теплопередачи. Отсюда следует, что количество теплоты должно измеряться в тех же единицах (джоулях), что и энергия или работа.
Передача теплоты *Q* - микроскопический способ изменения внутренней энергии.
Работа *A'* – макроскопический способ изменения внутренней энергии.
Первое начало термодинамики: *изменение внутренней энергии термодинамической системы ΔU равно сумме работы A' совершенной над системой и количества теплоты Q переданное системе*:

$$\Delta U = A' + Q \qquad (2)$$

Или, если работу внешних сил заменить на работу системы, то запись первого начала термодинамики (2) примет следующий вид:

$$\boxed{Q = \Delta U + A} \qquad (3)$$

Количество теплоты, переданное термодинамической системе, идет на изменение внутренней энергии системы и на совершение системой работы над внешними телами.

Первое начало термодинамики формулируется также следующим образом: невозможен вечный двигатель первого рода, т. е. такой периодически действующий двигатель, который совершал бы работу в большем количестве, чем получаемая им извне энергия.

Применение I начала термодинамики к идеальному газу

Вследствие того, что молекулы идеального газа на расстоянии не взаимодействуют, внутренняя энергия такого газа будет складываться из энергий отдельных молекул. Следовательно, внутренняя энергия одного моля идеального газа будет равна произведению числа Авогадро на среднюю энергию одной молекулы $\overline{E}_0 = \frac{i}{2}kT$ (см. лек МКТ):

$$U_1 = N_A \frac{i}{2}kT = \frac{i}{2}\overbrace{N_A k}^{R}T = \frac{i}{2}RT$$

Где *i*, напомним, – число степеней свободы молекулы газа.
Внутренняя энергия произвольного количества газа будет равна внутренней энергии одного моля, умноженной на число молей газа:

$$\boxed{U = \frac{i}{2}\nu RT} \qquad (4)$$

Таким образом, внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры. Следовательно, в изотермическом процессе внутренняя энергия не изменяется (T – пост.).

Теплоемкостью какого-либо тела называется величина, равная количеству теплоты, которое нужно сообщить телу, чтобы повысить его температуру на один кельвин:

$$C_{тела} = \frac{\delta Q}{dT}$$ Теплоемкость тела измеряется в джоулях на кельвин (Дж/К).

Удельная теплоемкость – теплоемкость единицы массы вещества: $c = \frac{\delta Q}{m dT}$

Измеряется удельная теплоемкость в джоулях па килограмм-кельвин (Дж/(кгК)).
Молярная теплоемкость – теплоемкость одного моля вещества:

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT} \qquad (5)$$

Измеряется она в джоулях на моль-кельвин (Дж/(мольК)).
Молярная и удельная теплоемкости связаны соотношением: $\boxed{C = c \cdot \mu}$ (доказать самост-но)
где μ — молярная масса.
Теплоемкость зависит от условий, при которых происходит нагревание тела. Наибольший интерес представляет теплоемкость для случаев, когда нагревание производится при постоянном объеме или при постоянном давлении. В первом случае мы имеем дело с теплоемкостью при постоянном объеме (обозначается C_V), во втором — с теплоемкостью при постоянном давлении (C_p).
Определим молярную теплоемкость C_v идеального газа. Если нагревание производится при постоянном объеме, то тело не совершает работы над внешними телами и, следовательно, вся теплота идет на изменение внутренней энергии тела:

$$\delta Q = dU$$ (см. формулу (3)).

Из (5) следует, что $\delta Q = C_v \nu dT$, а из (4) – $dU = \frac{i}{2}\nu R dT$.

Приравняв, получим:

$$C_v \nu dT = \frac{i}{2}\nu R dT$$

$\boxed{C_v = \frac{i}{2}R}$ - молярная теплоемкость газа при постоянном объеме.

Теплоемкость при постоянном давлении C_p бывает больше, чем C_V, потому что при постоянном давлении нагреваемое тело расширяется и часть подводимой теплоты расходуется на совершение работы над внешними телами.
Определим молярную теплоемкость C_p идеального газа.

$$Q = \Delta U + A$$

$$C_p \nu dT = \frac{i}{2}\nu R dT + pdV$$

$$pV = \nu RT$$

$$pdV = \nu RdT \qquad (*)$$

$$C_p \nu dT = \frac{i}{2}\nu R dT + \nu R dT$$

$$C_p = \frac{i}{2}R + R$$

$\boxed{C_p = \frac{i+2}{2}R}$ - молярная теплоемкость газа при постоянном давлении.

В выражении (*) проявляется физический смысл R: R равен работе, совершаемая молем идеального газа при повышении его температуры на один кельвин при постоянном давлении.
Легко видеть что, молярные теплоемкости газов при постоянном давлении и при постоянном объеме связаны соотношением: $\boxed{C_p = C_v + R}$ Данное соотношение называется уравнением Майера.

Работа газа в изопроцессах

1. Изохорный процесс.

V – пост. → dV=0 → A=0

2. Изобарный процесс . p – пост. $A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p\int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1)$

$$\boxed{A = p(V_2 - V_1)}$$

3. Изотермический процесс. T – пост. $A = \int_{V_1}^{V_2} pdV$

Из уравнения состояния $pV = \nu RT$ выразим давление $p = \frac{\nu RT}{V}$ и подставим в интеграл.

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{\nu RT}{V} dV = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \nu RT \ln\frac{V_2}{V_1}$$

$$\boxed{A = \nu RT \ln\frac{V_2}{V_1}}$$

В изотермическом процессе внутренняя энергия не меняется, поэтому все количество теплоты идет на совершение работы.

Адиабатический процесс

Адиабатическим называется процесс, протекающий без теплообмена с внешней средой Q=0.
Адиабатический процесс описывается уравнением Пуассона: (вывод см. в учебнике)

$$\boxed{pV^\gamma = const.}$$

где $\boxed{\gamma = \frac{C_p}{C_V}}$ - называют показателем адиабаты (или коэффициентом Пуассона).

Очевидно, что $\boxed{\gamma = \frac{i+2}{i}}$ (доказать самостоятельно)

Графиком адиабатического процесса в координатах pV является гипербола. Кривая адиабаты более крута чем кривая изотермы. Это легко объяснить. При адиабатическом сжатии повышение давления газа происходит не только из-за уменьшения его объема, но и за счет повышения температуры.
Адиабатический процесс, строго говоря, невозможен, поскольку непроводящей теплоту материалов для изготовления адиабатической оболочки не существует. Близкими к адиабатическому могут быть достаточно быстро протекающие процессы, чтобы с окружающее средой не успел произойти теплообмен.

Второе начало термодинамики

Первое начало термодинамики не дает никаких указаний относительно направления, в котором могут происходить процессы в природе. Для изолированной системы, например, первое начало требует только, чтобы при всех процессах энергия системы оставалась постоянной. Если 1 и 2 — два состояния такой системы, то первое начало ничего не может сказать, будет ли система переходить из состояния 1 в состояние 2, или из состояния 2 в состояние 1. Вообще, на основании первого начала нельзя выяснить, будут ли в изолированной системе происходить какие-либо процессы.

Второе начало термодинамики позволяет судить о направлении процессов, которые могут происходить в действительности.

Второе начало термодинамики может быть сформулировано несколькими способами.

- По Клаузиусу:

невозможен процесс, единственным конечным результатом которого был бы переход теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому.

Иными словами, теплота не может самопроизвольно переходить от холодных тел к горячим.

- По Кельвину:

невозможен процесс, единственным конечным результатом которого явилось бы отнятие от какого-то тела теплоты и превращение этой теплоты полностью в работу.

Утверждение, содержащееся в формулировке Кельвина, логически вытекает из утверждения, высказанного в формулировке Клаузиуса. Действительно, работа может быть полностью превращена в теплоту, например при посредстве трения. Поэтому, превратив с помощью процесса, запрещенного формулировкой Кельвина, теплоту, отнятую от какого-либо тела, полностью в работу, а затем превратив эту работу посредством трения в теплоту, сообщаемую другому телу с более высокой температурой, мы осуществили бы процесс, невозможный согласно формулировке Клаузиуса.

Используя процессы, запрещаемые вторым началом термодинамики, можно было бы создать двигатель, совершающий работу за счет теплоты, получаемой от такого, например, практически неисчерпаемого источника энергии, как океан. По сути, такой двигатель был бы равнозначен вечному двигателю. (Охлаждение, например, воды океанов на 1° дало бы огромную энергию. Масса воды в мировом океане составляет примерно 10^{18} т, при охлаждении которой на 1° выделилось бы примерно 10^{24} Дж теплоты, что эквивалентно полному сжиганию 10^{14} т угля. Железнодорожный состав, нагруженный этим количеством угля, растянулся бы на расстояние 10^{10} км, что приблизительно совпадает с размерами Солнечной системы!)

Поэтому второе начало термодинамики иногда формулируют следующим образом: *невозможен вечный двигатель второго рода, т. е. такой двигатель, который получал бы теплоту от одного резервуара и превращал ее полностью в работу*.

Цикл. КПД тепловой машины

Тепловой машиной называется периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет получаемого извне количества теплоты.

Пусть рабочее тело (например, газ) сначала расширяется до объема V_2, а затем снова сжимается до первоначального объема V_1. Для того чтобы работа, совершаемая за цикл, была больше нуля, давление (а следовательно, и температура) при расширении должно быть больше, чем при сжатии. Для этого рабочему телу нужно в ходе расширения сообщать теплоту, а в ходе сжатия отнимать от него теплоту. Следовательно, должно быть два внешних тела, от одного из которых (нагреватель) рабочее тело получает теплоту, а другому (холодильник) рабочее тело отдает теплоту.

По завершении цикла рабочее тело возвращается в исходное состояние. Поэтому изменение его внутренней энергии за цикл $\Delta U=0$ равно нулю. При расширении рабочему телу сообщается теплота Q_1, а при сжатии отнимается теплота Q_2, так что в итоге рабочее тело получает за цикл количество теплоты, равное $Q_2 - Q_1$. Поскольку изменение внутренней энергии рабочего тела равно нулю, вся полученная теплота затрачивается на совершение телом работы:

$$\boxed{A = Q_1 - Q_2} \qquad (1)$$

Из высказанных выше соображений следует, что для того, чтобы машина работала повторными циклами, часть полученной от нагревателя теплоты должна быть отдана холодильнику. Это согласуется с требованием второго начала термодинамики, согласно которому невозможен периодически действующий двигатель, который превращал бы полученную от некоторого резервуара теплоту полностью в работу. Таким образом, теплота Q_2 в формуле (1) в принципе не может равняться нулю.

Очевидно, что чем полнее превращает тепловая машина полученную ею теплоту в работу, тем эта машина выгоднее. Эффективность тепловой машины принято характеризовать коэффициентом полезного действия (сокращенно КПД), который определяется как отношение совершаемой за цикл работы A к получаемому от нагревателя за цикл количеству теплоты Q_1:

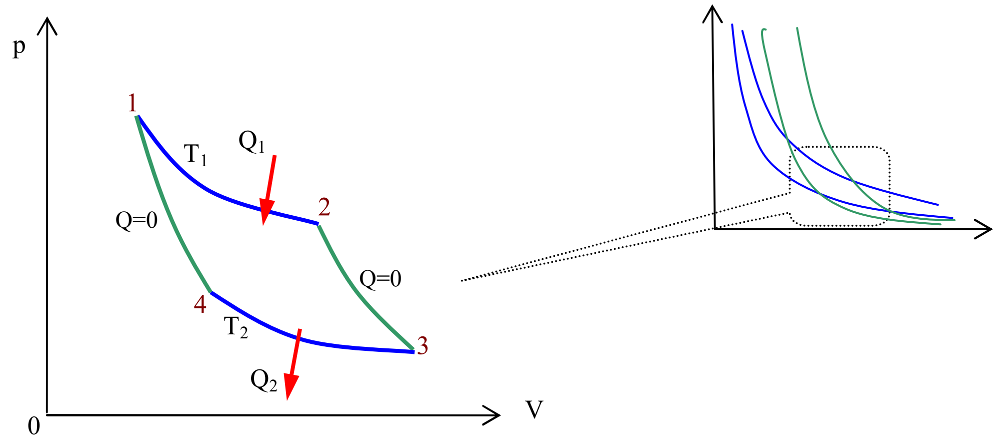
$$\eta = \frac{A}{Q_1}, \qquad \text{или с учетом (1)} \quad \boxed{\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}}. \qquad (2)$$

Из определения КПД следует, что он не может быть больше единицы.

Если обратить цикл, тепловой машины (т. е. совершать его против часовой стрелки), получится цикл холодильной машины. Такая машина отбирает от тела с меньшей температурой количество теплоты Q_2 и отдает телу с более высокой температурой количество теплоты Q_1, больше чем Q_2. Над машиной должна быть совершена за цикл работа A'.

Цикл Карно

Цикл Карно – цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. В качестве рабочего тела возьмем идеальный газ.



Участок 1-2: изотермическое расширение, газ получает количество теплоты Q_1 от нагревателя, находящегося при температуре T_1.
Участок 2-3: адиабатическое расширение.
Участок 3-4: изотермическое сжатие, газ отдает количество теплоты Q_2 холодильнику, находящемуся при температуре T_2.
Участок 4-1: адиабатическое сжатие.
Теорема Карно: *коэффициент полезного действия всех обратимых машин, работающих при одной и той же температуре нагревателя и холодильника, одинаков и определяется только температурами нагревателя и холодильника*.
КПД обратимой тепловой машины:

$$\boxed{\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}} \qquad (3)$$

Коэффициент полезного действия необратимой (реальной) тепловой машины всегда меньше, чем обратимой (идеальной) машины, работающей в аналогичных условиях (т. е. с теми же нагревателем и холодильником).
Для идеальной машины можно пользоваться формулой (2) или (3), для реальной – только формулой (2).

7.Энтропия и ее свойства

Понятие энтропии введено в 1865 г. Р. Клаузиусом.
Энтропия – физическая величина являющаяся функцией состояния, дифференциал которой равен:

$$\boxed{dS = \frac{\delta Q}{T}} \qquad (4)$$

Энтропия обозначается буквой *S*, а единицей измерения является джоуль на кельвин (Дж/К). Энтропия является функцией состояния термодинамической системы как, например, внутренняя энергия. Энтропия может быть представлена в виде функции параметров состояния, таких как p, V, T и т. п.: $S = f(p,V,T)$.

Величину $\frac{\delta Q}{T}$ называют приведенным количеством теплоты. Тогда можно сказать, что энтропия есть функция состояния термодинамической системы, дифференциал которой равен приведенному количеству теплоты.
Энтропия аддитивная величина. Это означает, что энтропия системы равна сумме энтропий ее частей.
Свойства энтропии.
В замкнутой системе

- При обратимых процессах: энтропия не изменяется $\Delta S=0$
- При необратимых процессах: энтропия возрастает $\Delta S>0$

Энтропия замкнутой системы, находящейся в равновесном состоянии, максимальна.
Кратко можно сказать, что энтропия замкнутой системы не убывает: $\Delta S \geq 0$
Клаузиус, рассматривая всю Вселенную как замкнутую систему, свел содержание второго закона термодинамики к утверждению: «Энтропия Вселенной стремится к максимуму». Когда этот максимум будет достигнут, во Вселенной прекратятся какие бы то ни было процессы. Действительно, каждый процесс приводил бы к возрастанию энтропии, а это невозможно, так как энтропия уже достигла своего предельного — максимального — значения. Таким образом, согласно Клаузиусу, во Вселенной в конце концов должно наступить абсолютно равновесное состояние, в котором никакие процессы уже невозможны. Такое состояние было названо *тепловой смертью Вселенной*.
В незамкнутой системе энтропия может вести себя как угодно.
Из (4) следует, что:
если системе передается количество теплоты, то ее энтропия возрастает;
если у системы отнимается количество теплоты, то ее энтропия убывает.
Следовательно, адиабатический процесс можно назвать изоэнтропийным.

1. 12 Лекция № 15 (2 часа).

Тема: «Реальные газы»

1.12.1 Вопросы лекции:

1. Уравнение Ван-дер-Ваальса.
2. Экспериментальные изотермы.
3. Внутренняя энергия реального газа.
4. Эффект Джоуля-Томсона.

1.12.2 Краткое содержание вопросов:

Уравнение Ван-дер-Ваальса

Поведение таких газов, как гелий, водород, азот, кислород, хорошо описывается уравнением состояния идеального газа

$$pV = \nu RT \qquad (1)$$

лишь до тех пор, пока суммарный объем молекул пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда, в котором заключен газ.

При увеличении плотности газов начинают играть все возрастающую роль объем молекул и взаимодействие между ними.

Характер взаимодействия между изображен на рисунке, изображающей взаимную потенциальную энергию двух молекул как функцию расстояния *r* между их центрами.

Для описания поведения реальных газов было предложено много различных уравнений (уравнение Бертло, уравнение Клаузиуса, уравнение Камерлинга-Оннеса и др.). Самым простым из них и вместе с тем дающим достаточно хорошие результаты оказалось уравнение, предложенное Ван-дер-Ваальсом. Это уравнение было получено путем внесения поправок в уравнение (1) для одного моля идеального газа $pV = RT$ и имеет вид

$$\boxed{\left(p + \frac{a}{V_\mu^2}\right)\left(V_\mu - b\right) = RT} \qquad (2) \quad - \quad \text{уравнение Ван-дер-Ваальса.}$$

Здесь p — давление газа, V_μ – молярный объем газа, *a* и *b* — постоянные Ван-дер-Ваальса, имеющие для разных газов различные значения, определяемые экспериментально. Постоянная a измеряется в Па*м^6/моль^2, постоянная b — в м^3/моль.

Поправка $\dfrac{a}{V_\mu^2}$ характеризует добавку к давлению, обусловленную взаимодействием между молекулами. Из-за притяжения молекул друг к другу газ как бы сжимает сам себя. Если бы взаимодействие между молекулами вдруг прекратилось, то для того, чтобы удержать газ в пределах того же объема, понадобилось бы увеличить внешнее давление на величину, равную $\dfrac{a}{V_\mu^2}$.

Поправка к объему *b* характеризует ту часть объема сосуда, которая недоступна для движения молекул. Ее можно оценить, исходя из следующих соображений. Пусть в сосуде находятся только две молекулы. Центр любой из этих молекул не может приблизиться к центру другой молекулы на расстояние, меньшее диаметра молекулы d. Следовательно, для центров обеих молекул не доступен сферический объем радиуса d, т. е. объем, равный

восьми объемам молекулы. В расчете на одну молекулу недоступным оказывается объем, равный учетверенному объему молекулы. Поскольку молекулы, как правило, сталкиваются попарно (столкновения трех и более молекул маловероятны), полученный нами результат справедлив для любой пары молекул. Отсюда следует, что в расчете на каждую из молекул газа недоступным будет объем, равный четырем объемам одной молекулы, а для всех молекул — объем *b*, равный учетверенному суммарному объему молекул газа.

С увеличением объема газа роль поправок в уравнении (2) становится все менее существенной и в пределе это уравнение переходит в уравнение (1). Это согласуется с тем фактом, что реальные газы при уменьшении плотности приближаются по своим свойствам к идеальному газу.

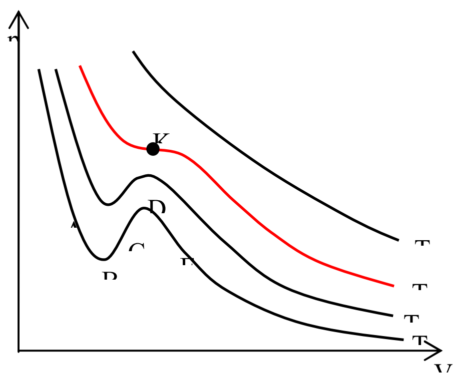
Уравнение Ван-дер-Ваальса (1) описывает поведение газов лучше, чем уравнение состояния (1). Но реальные газы следуют уравнению Ван-дер-Ваальса лишь приближенно. Воображаемый газ, строго подчиняющийся уравнению (2), называется ван-дер-ваальсовским.

Проведем краткий анализ ван-дер-ваальсовского газа.

Изотерма идеального газа в координатах pV изображается в виде гиперболы.

Что представляют собой изотермы ван-дер-ваальсовского газа?

На рисунке изображены изотермы Ван-дер-Ваальса для нескольких значений температуры. При низких температурах T_1, T_2 изотерма Ван-дер-Ваальса содержит волнообразный участок *ABCDE*. С повышением температуры волнообразный участок уменьшается и стягивается в точку *K*. Температуру $T_{кр}$, при которой исчезает волнообразный участок, называют критической температурой, а соответствующая изотерма – критической изотермой. Точку *K* называют критической точкой., а соответствующие ей давление $p_{кр}$ и объем $V_{кр}$ газа так же называют критическими. При температуре выше критической изотерма монотонно убывает.



Экспериментальные изотермы

Чтобы получить изотерму опытным путем, нужно поместить газ в соединенный с манометром сосуд, закрытый перемещающимся. Затем, вдвигая медленно поршень, делать одновременные отсчеты давления и объема. При этом нужно следить, чтобы температура газа оставалась постоянной.

Вначале с уменьшением объема давление газа растет, причем ход изотермы довольно хорошо описывается уравнением Ван-дер-Ваальса. Однако, начиная с объема V_1, давление в сосуде перестает изменяться. Вместо завитка *ABCDE* на экспериментальной изотерме получается прямолинейный участок *AE*. Вещество при этом расслаивается на две фазы[4]: жидкую и газообразную (в этом можно убедиться, сделав стенки сосуда прозрачными). По мере уменьшения объема конденсируется[5] все большая часть вещества, причем процесс конденсации происходит при постоянном давлении $p_{н.п.}$.

При значении объема V_2 процесс конденсации заканчивается, и вещество снова становится однородным (но жидким). Дальнейшее уменьшение объема сопровождается быстрым ростом давления, причем ход изотермы снова примерно следует уравнению Ван-дер-Ваальса.

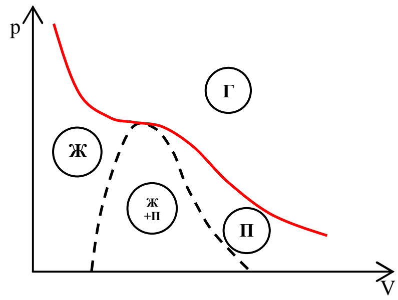
Таким образом, уравнение Ван-дер-Ваальса описывает не только газообразное состояние вещества, но охватывает также переход вещества в жидкое состояние и процесс сжатия жидкости.

Из сопоставления экспериментальной изотермы с изотермой Ван-дер-Ваальса видно, что эти изотермы довольно хорошо совпадают на участках, соответствующих однородным состояниям вещества, но ведут себя различным образом в области расслоения на две фазы. Вместо S-образного участка изотермы Ван-дер-Ваальса у экспериментальной изотермы имеется в этой области прямолинейный горизонтальный участок. Основываясь на законах термодинамики, можно доказать, что площади над впадиной и под горбом S_1 и S_2 одинаковы.

В состояниях, соответствующих горизонтальному участку экспериментальной изотермы, наблюдается равновесие между жидкой и газообразной фазами вещества. Газ, находящийся в равновесии со своей жидкостью, называется насыщенным паром.

Давление $p_{н.п.}$, при котором осуществляется равновесие при данной температуре, называется давлением насыщенного пара. Это давление растет с температурой.

На рисунке изображены экспериментальные изотермы для ряда значений температуры. Видно, что с повышением температуры горизонтальный участок изотермы сокращается и стягивается в точку *К* при критической температуре. При критической температуре различие в плотностях жидкости и насыщенного пара полностью исчезает, и вещество становится однородным. Насыщенный пар может существовать лишь при температурах ниже критической.



Проведенная через крайние точки горизонтальных участков колоколообразная штриховая кривая ограничивает область двухфазных состояний вещества. *При температурах выше критической никаким сжатием нельзя перевести газ в жидкое состояние*.

Колоколообразная кривая и критическая изотерма делят диаграмму pV на четыре области:

- Ж – жидкость
- П – пар
- Г – газ
- Ж+П – жидкость + насыщенный пар

В области, простирающейся от «дна» впадины до «вершины» горба (т.е. участок *BCD*), увеличение объема сопровождается ростом давления. Вещество в таком состоянии находиться не может, так как оно неустойчиво. На участках *AB* и *DE* давление при увеличении объема уменьшается, так что эти участки могли бы реализоваться.

Действительно, при известных условиях состояния, соответствующие этим участкам, могут осуществляться. Но, они не вполне устойчивы: достаточно, например, в состоянии *1* попадания в пар пылинки, чтобы все вещетво распалось на две фазы и перешло в состояние *2*. Подобные не вполне устойчивые состояния называются метастабильными. Вещество в состояниях *AB* называется перегретой жидкостью, вещество в состояниях *DE* называется пересыщенным паром.

Внутренняя энергия реального газа

Взаимодействие между молекулами реального газа обусловливает их взаимную потенциальную энергию $E_п$ которая входит во внутреннюю энергию газа наряду с кинетической энергией движения молекул $E_к$

$$U = E_п + E_к$$

Кинетическая энергия молекул, содержащихся в одном моле газа, как известно, равна $\frac{i}{2}RT$, т. е. является функцией температуры. Взаимная потенциальная энергия молекул зависит от их среднего расстояния друг от друга. Поэтому E_p должна быть функцией объема газа *V*. Следовательно, внутренняя энергия реального газа оказывается функцией двух параметров: *T* и *V*.

Можно доказать, что потенциальная энергия молекул одного моля газа равна

$$E_п = -\frac{a}{V_\mu}$$

Тогда для внутренней энергии реального газа получится следующее выражение

$$\boxed{U = \frac{i}{2}RT - \frac{a}{V_\mu}}$$

из которого следует, что внутренняя энергия растет как при повышении температуры, так и при увеличении объема.

[4] В термодинамике фазой называется совокупность однородных, одинаковых по своим свойствам частей системы. Если, например, в закрытом сосуде находится вода, в которой плавают кусочки льда, то жидкая вода представляет собой одну фазу, все кусочки льда — вторую, а смесь паров воды и воздуха над жидкостью — третью фазу термодинамической системы.

[5] т. е. переходит в жидкую фазу

Эффект Джоуля-Томсона

Пропуская газ по теплоизолированной трубке с пористой перегородкой, Джоуль и Томсон обнаружили, что при расширении, которым сопровождается прохождение газа через перегородку, температура его несколько изменяется.

В зависимости от начальных давления и температуры изменение температуры *ΔT* имеет тот или иной знак и, в частности, может оказаться равным нулю.

Это явление получило название эффекта Джоуля—Томсона.

Если температура газа:

понижается $(\Delta T<0)$, эффект считается положительным;

повышается $(\Delta T>0)$, эффект считается отрицательным.

Эффект Джоуля-Томсона обусловлен отклонениями газа от идеальности.

Положительный эффект Джоуля-Томсона используется в промышленности для сжижения газов (водород, азот, гелий и др.).

1. 13 Лекция № 16 (2 часа).

Тема: «Свойства жидкостей»

1.13.1 Вопросы лекции:

1. Строение жидкостей.
2. Поверхностное натяжение.
3. Явления на границе жидкости и твердого тела.
4. Капиллярные явления.

1.13.2 Краткое содержание вопросов:

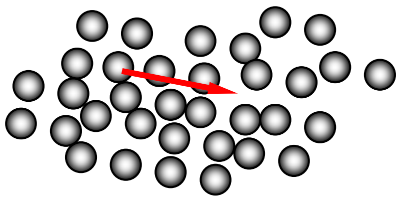
Строение жидкостей

Для жидкостей, как и для твердых тел, характерно наличие определенного объема, и вместе с тем жидкость, подобно газу, принимает форму того сосуда, в котором она находится.

В расположении частиц жидкости наблюдается так называемый *ближний порядок*. Это означает, что по отношению к любой частице расположение ближайших к ней соседей является упорядоченным. Однако по мере удаления от данной частицы расположение по отношению к ней других частиц становится все менее упорядоченным и довольно быстро порядок в расположении частиц полностью исчезает.

Значительные заслуги в разработке ряда проблем теории жидкого состояния принадлежат Я. И. Френкелю.

Согласно Френкелю, тепловое движение в жидкостях имеет следующий характер. Каждая молекула в течение некоторого времени колеблется около определенного положения равновесия. Время от времени молекула меняет место равновесия, скачком перемещаясь в новое положение, отстоящее от предыдущего на расстоянии порядка размеров самих молекул. Таким образом, молекулы лишь медленно перемещаются внутри жидкости, пребывая часть времени около определенных мест. По образному выражению Френкеля, молекулы странствуют по всему объему жидкости, ведя кочевой образ жизни, при котором кратковременные переезды сменяются относительно длинными периодами оседлой жизни. Длительности этих стоянок различны и беспорядочно чередуются друг с другом, но средняя длительность колебаний около того же положения равновесия оказывается у каждой жидкости определенной величиной, резко убывающей при повышении температуры. В связи с этим *при повышении температуры* сильно воз растает подвижность молекул, что в свою очередь влечет за собой *уменьшение вязкости* жидкостей.

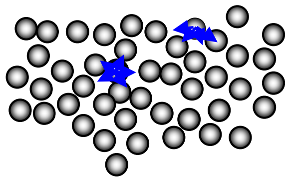


Поверхностное натяжение

Молекулы жидкости располагаются настолько близко друг к другу, что силы притяжения между ними имеют значительную величину. Таким образом, каждая молекула испытывает притяжение со стороны соседних молекул.

Если молекула находится в поверхностном слое, то результирующая сила со стороны других молекул («соседей») будет направлена внутрь жидкости.

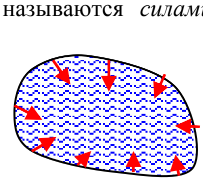
При переходе молекулы из глубины жидкости в поверхностный слой над молекулой совершается действующими на нее в этом слое силами отрицательная работа. В результате кинетическая энергия молекулы уменьшается, превращаясь в потенциальную энергию. Подобно этому сила земного тяготения совершает над летящим вверх телом отрицательную работу, что приводит к превращению кинетической энергии тела в потенциальную. Таким образом, молекулы в поверхностном слое обладают дополнительной потенциальной энергией. Поверхностный слой в целом обладает дополнительной энергией.



Положение равновесия соответствует минимуму потенциальной энергии. Поэтому в отсутствие внешних сил жидкость принимает форму с минимальной поверхностью, т. е. форму шара.

Наличие поверхностной энергии обусловливает стремление жидкости к сокращению своей поверхности. Жидкость ведет себя так, как если бы она была заключена в упругую растянутую пленку, стремящуюся сжаться. На самом деле никакой пленки, ограничивающей жидкость снаружи, нет. Поверхностный слой состоит из тех же молекул, что и вся жидкость, и взаимодействие между молекулами имеет в поверхностном слое такой же характер, как и внутри жидкости.

Выделим мысленно часть поверхности жидкости, ограниченную замкнутым контуром. Тенденция этого участка к сокращению приводит к тому, что он действует на граничащие с ним участки с силами, распределенными по всему контуру (по третьему закону Ньютона внешние участки поверхностного слоя действуют на рассматриваемую часть поверхности с силами такой же величины, но противоположного направления). Эти силы называются *силами*



поверхностного натяжения. Направлена сила поверхностного натяжения по касательной к поверхности жидкости, перпендикулярно к участку контура, на который она действует.

Сила поверхностного F натяжения пропорциональна длине участка контура l:

$F \sim l$

Если ввести коэффициент пропорциональности, то можно записать:

$$\boxed{F = \sigma l} \qquad (1)$$

Величину σ - *называют коэффициентом поверхностного натяжения*. Она равна силе поверхностного натяжения, приходящейся на единицу длины контура. Единица измерения – *1Н/м* (ньютон на метр).

Пусть имеется рамка с подвижной «невесомой» перемычкой, затянутая жидкой пленкой. Пленка ограничена с двух сторон поверхностным слоем, поэтому слой граничит с перемычкой по контуру длины $2l$ и, следовательно, действует на перемычку е силой, равной $\sigma \cdot 2l$. Для того чтобы перемычка не перемещалась, к ней нужно приложить внешнюю силу F, уравновешивающую силу поверхностного натяжения. Сместим перемычку вниз на расстояние Δx. При этом перемычка совершит над жидкой пленкой работу

$$A = F\Delta x = \sigma \underbrace{2l\Delta x}_{\Delta S} = \sigma \Delta S$$

где ΔS — приращение площади поверхностного слоя пленки.

Результатом совершения работы являются увеличение площади поверхностного слоя на ΔS и, следовательно, возрастание поверхностной энергии на ΔE:

$$A = \Delta E$$

$$\boxed{\Delta E = \sigma \Delta S} \qquad (2)$$

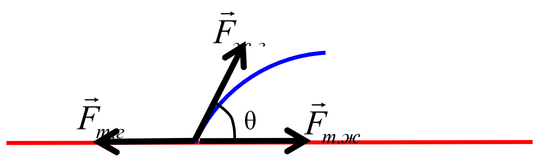
Из сравнения выражений (1) и (2) вытекает, что поверхностное натяжение σ представляет собой дополнительную энергию, которой обладает единица площади поверхностного слоя. В соответствии с этим σ можно измерять не только в ньютонах на метр, но также и в джоулях на квадратный метр (Дж/м^2).

Величина коэффициента поверхностного натяжения зависит от природы жидкости и от условий, в которых она находится, например от температуры. Примеси сильно сказываются на величине поверхностного натяжения. Так, например, растворение в воде мыла снижает ее коэффициент поверхностного натяжения до 0,045 *н/м.* Растворение в воде NaCl, напротив, приводит к увеличению коэффициента поверхностного натяжения. С повышением температуры коэффициент поверхностного натяжения уменьшается.

Явления на границе жидкости и твердого тела

Когда граничат друг с другом сразу три вещества — твердое, жидкое и газообразное тело принимает такую конфигурацию, при которой сумма потенциальной энергии жидкости в поле сил тяжести и поверхностной энергии всех тел минимальна. В частности, контур, по которому граничат все три вещества, располагается на поверхности твердого тела так, чтобы сумма проекций трех приложенных к каждому элементу контура сил поверхностного натяжения на направление, в котором элемент контура может перемещаться (т. е. на направление касательной к поверхности твердого тела), равнялась нулю.

Отсчитываемый внутри жидкости угол θ между касательными к поверхностям твердого тела и жидкости называется *краевым углом*.



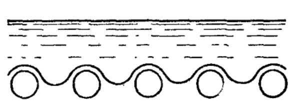
Обозначим поверхностное натяжение на границе твердого тела и жидкости через $\sigma_{т.ж}$, на границе твердого тела и газа — через $\sigma_{т.г}$ и на границе жидкости и газа — через $\sigma_{ж.г}$. В зависимости от соотношения между этими величинами краевой угол может принимать значения от 0 до 180^0.

Условие равновесия запишется следующим образом:

$$F_{т.г} = F_{т.ж} + F_{ж.г}\cos\theta$$

или с учетом формулы (1)

$$\sigma_{т.г} = \sigma_{т.ж} + \sigma_{ж.г}\cos\theta$$



Рассмотрим возможные варианты.

1. θ < 90^0, жидкость смачивает твердое тело.

Если $\sigma_{т.г} > \sigma_{т.ж} + \sigma_{ж.г}$, то в этом случае жидкость неограниченно растекается по поверхности твердого тела – имеет место *полное смачивание*. При полном смачивании θ = 0^0.

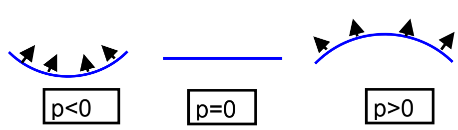
2. θ > 90^0, жидкость не смачивает твердое тело.

Если $\sigma_{т.г} < \sigma_{т.ж} + \sigma_{ж.г}$, то в этом случае жидкость отделяется от поверхности твердого тела – имеет место *полное несмачивание*. При полном несмачивании θ = 180^0.

Несмачивание может приводить к любопытным явлениям. Известно, что смазанная жиром иголка или бритвенное лезвие могут держаться на поверхности воды или возможно «носить воду в решете».

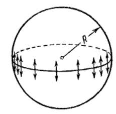
Капиллярные явления

Стремление поверхности жидкости к сокращению приводит к тому, что давление под искривленной поверхностью жидкости оказывается иным, чем под плоской поверхностью. Под выпуклой поверхностью давление больше, а под



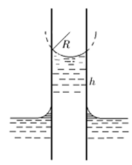
вогнутой меньше, чем под плоской поверхностью. В случае вогнутой поверхности поверхностный слой, стремясь сократиться, растягивает жидкость.
Добавочное давление, обусловленное искривлением поверхности, очевидно, должно быть пропорциональным поверхностному натяжению σ и кривизне поверхности. Вычислим добавочное давление для сферической поверхности жидкости. Рассечем мысленно сферическую каплю жидкости радиуса R плоскостью на два полушария. Из-за поверхностного натяжения поверхностные слои полушарий притягиваются друг к другу с силой

$$F = \sigma \cdot l = \sigma \cdot 2\pi R$$



Эта сила прижимает полушария друг к другу по поверхности площади $S = \pi R^2$ и, следовательно, обусловливает дополнительное давление

$$p = \frac{F}{S} = \frac{\sigma 2\pi R}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R} \qquad \text{короче} \qquad p = \frac{2\sigma}{R} \qquad (3)$$



Поверхностное натяжение приводит к тому, что вблизи стенок сосуда поверхность жидкости искривляется (касательная к поверхности жидкости образует со стенкой угол, равный краевому углу, который, как правило, отличен от $\pi/2$). В узкой круглой трубке, называемой *капилляром* (лат. capillus означает волос), или в узком зазоре между двумя стенками искривленной оказывается вся поверхность. Изогнутые поверхности жидкости в капиллярах называются *менисками*. Если жидкость смачивает стенки капилляра, мениск имеет вогнутую форму, если не смачивает — выпуклую форму.
Когда капилляр погружен одним концом в жидкость, налитую в широкий сосуд, давление под мениском отличается от давления под плоской поверхностью в широком сосуде на величину p, определяемую формулой (3). В результате уровень жидкости в капилляре при смачивании будет выше, чем в сосуде, а при несмачивании — ниже.
Изменение высоты уровня жидкости в узких трубках или зазорах получило название *капиллярности*.
Между жидкостью в капилляре и в широком сосуде устанавливается разность уровней h, при которой капиллярное давление p уравновешивается гидростатическим давлением $\rho g h$:

$$\frac{2\sigma}{R} = \rho g h \qquad (4)$$

где R – радиус кривизны мениска. На рисунке видно, что радиус кривизны мениска и радиус капилляра связаны соотношением $R = \dfrac{r}{\cos\theta}$. Подставив это значение R в (4) ив выразим h:

$$\boxed{h = \frac{2\sigma\cos\theta}{\rho g r}} \qquad (5)$$

где θ — краевой угол, ρ — плотность жидкости, g – ускорение свободного падения, r – радиус капилляра.

1. Если жидкость смачивает стенки капилляра, угол θ острый, соответственно $\cos\theta>0$, а следовательно, и $h>0$ (жидкость поднимается в капилляре).
2. Если жидкость не смачивает стенки капилляра, угол θ тупой, соответственно $\cos\theta<0$, а значит, и $h<0$ (жидкость опускается в капилляре).

Капиллярностью объясняются многие явления, например впитывание жидкостей промокательной бумагой и тканями (полотенцами), поднятие керосина по фитилю, подъем грунтовых вод в почве и др.

1. 14 Лекция № 17 (2 часа).

Тема: «Твердые тела»

1.14.1 Вопросы лекции:

1. Особенности кристаллического состояния. Классификация кристаллов.
2. Физические типы кристаллических решеток.
3. Дефекты в кристаллах.
4. Теплоемкость кристаллов.

1.14.2 Краткое содержание вопросов:

Особенности кристаллического состояния.
Вещество в твердом состоянии может находиться в кристаллическом или аморфном состоянии. Так, например, почти все минералы и все металлы в твердом состоянии являются кристаллами; стекло, битум являются аморфными телами. Некоторые из веществ (например, олово) могут находиться либо в аморфном либо в кристаллическом состоянии.
Кристаллы в отличие от аморфных тел или жидкостей имеют *дальний порядок*, в пространственном расположении атомов, молекул и ионов, из которых состоит кристалл.
Для кристаллов характерна *анизотропия*. *Анизотропия* означает, что свойства кристаллов в различных направлениях разные.
Причиной анизотропии кристаллов служит упорядоченное расположение частиц (атомов или молекул), из которых они построены.
Упорядоченное расположение частиц проявляется в правильной внешней огранке кристаллов. Кристаллы ограничены плоскими гранями, пересекающимися под некоторыми, определенными для каждого данного рода кристаллов, углами. Раскалывание кристаллов легче происходит по определенным плоскостям, называемым плоскостями спайности.

Аморфные тела и жидкости не обладают упорядоченным строением молекул, поэтому они изотропны, их свойства одинаковы по всем направлениям.
Правильность геометрической формы и анизотропия кристаллов обычно не проявляются по той причине, что кристаллические тела встречаются, как правило, в виде *поликристаллов*, т. е. конгломератов множества сросшихся между собой, беспорядочно ориентированных мелких кристалликов. В поликристаллах анизотропия наблюдается только в пределах каждого отдельно взятого кристаллика, тело же в целом вследствие беспорядочной ориентации кристалликов анизотропии не обнаруживает.
Создав специальные условия кристаллизации из расплава или раствора, можно получить большие одиночные кристаллы — *монокристаллы* любого вещества. Монокристаллы некоторых минералов встречаются в природе в естественном состоянии.

Классификация кристаллов.

Структура, для которой характерно регулярное расположение молекул с периодической повторяемостью в трех измерениях, называется *кристаллической решеткой*.
Узлами кристаллической решетки называются точки, в которых расположены молекулы (точнее — точки, относительно которых молекулы совершают тепловые колебания).
Упорядоченность расположения атомов кристалла заключается в том, что молекулы размещаются в узлах геометрически правильной пространственной решетки. Весь кристалл может быть получен путем многократного повторения в трех различных направлениях одного и того же структурного элемента, называемого *элементарной кристаллической ячейкой*.
Длины ребер *a, b, c* ячейки называются периодами идентичности кристалла.
Кристаллическая ячейка представляет собой параллелепипед, построенный на векторах a, b, c, модули которых равны периодам идентичности. Кроме ребер *a, b, c* ячейка характеризуется также углами α, β, γ между ребрами. Величины *a, b, c,* α, β, γ определяют элементарную ячейку и называются ее параметрами.
Кристаллическая решетка может обладать различными видами симметрии. Под симметрией кристаллической решетки понимается свойство решетки совпадать с самой собой при некоторых пространственных перемещениях.
Всякая решетка прежде всего обладает трансляционной симметрией, т. е. совпадает сама с собой при перемещении (трансляции) на величину периода идентичности.
К числу других видов симметрии относятся симметрия по отношению к поворотам вокруг некоторых осей, симметрия по отношению к зеркальному отражению относительно определенных плоскостей и некоторые другие симметрии.
По форме элементарной ячейки все кристаллы делятся на семь кристаллографических систем (или сингоний).

1. Триклинная система. Для нее характерно, что $a \neq b \neq c, \quad \alpha \neq \beta \neq \gamma$. Элементарная ячейка имеет форму косоугольного параллелепипеда.
2. Моноклинная система. Два угла — прямые, третий отличен от прямого. Следовательно, $a \neq b \neq c, \quad \alpha = \gamma = 90^0 \quad \beta \neq 90^0$ Элементарная ячейка имеет форму прямой призмы, в основании которой лежит параллелограмм (т. е. форму прямого параллелепипеда).
3. Ромбическая система. Все углы — прямые, все ребра — разные: $a \neq b \neq c, \quad \alpha = \beta = \gamma = 90^0$. Элементарная ячейка имеет форму прямоугольного параллелепипеда.
4. Тетрагональная система. Все углы — прямые, два ребра — одинаковые: $a = b \neq c, \quad \alpha = \beta = \gamma = 90^0$. Элементарная ячейка имеет форму прямой призмы с квадратным основанием.
5. Ромбоэдрическая (или тригональная) система. Все ребра — одинаковые, все углы также одинаковые и отличные от прямого: $a = b = c, \quad \alpha = \beta = \gamma \neq 90^0$. Элементарная ячейка имеет форму куба, деформированного сжатием или растяжением вдоль диагонали.
6. Гексагональная система. Ребра и углы между ними удовлетворяют условиям: $a = b \neq c, \quad \alpha = \beta = 90^0 \quad \gamma = 120^0$. Если составить вместе три элементарные ячейки, то получается правильная шестигранная призма.
7. Кубическая система. Все ребра — одинаковые, все углы — прямые: $a = b = c, \quad \alpha = \beta = \gamma = 90^0$. Элементарная ячейка имеет форму куба.

Данное деление кристаллографических систем приведено в порядке возрастания симметрии.

Физические типы кристаллических решеток

В зависимости от вида частиц, помещающихся в узлах кристаллической решетки, и от характера сил взаимодействия между частицами различают четыре типа кристаллических решеток и соответственно четыре типа кристаллов: ионные, атомные, металлические и молекулярные.

- Ионные кристаллы.

В узлах кристаллической решетки помещаются ионы разных знаков. Силы взаимодействия между ними являются электростатическими. Связь, обусловленная электростатическими силами притяжения между разноименно заряженными ионами, называется гетерополярной или ионной.
Типичным примером ионной решетки может служить решетка каменной соли (NaCl). Эта решетка принадлежит к кубической системе. Ближайшими соседями иона данного знака являются ионы противоположного знака. В газообразном состоянии NaCl состоит из молекул, в которых объединены попарно ионы натрия с ионами хлора. В кристалле молекулы утрачивают обособленное существование. Ионный кристалл состоит не из молекул, а из ионов. Весь кристалл в целом можно рассматривать как одну гигантскую молекулу.

- Атомные кристаллы.

В узлах кристаллической решетки помещаются нейтральные атомы. Связь, объединяющая в кристалле (а также и в молекуле) нейтральные атомы, называется гомеополярной или ковалентной. Силы взаимодействия при такой связи имеют также электрический характер. Однако, объяснение этих сил может быть дано только на основе квантовой

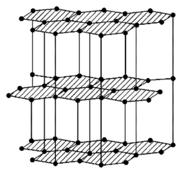
механики. Гомеополярная связь осуществляется электронными парами. Это означает, что в осуществлении связи между двумя атомами участвуют по одному электрону от каждого атома. Поэтому гомеополярная связь имеет направленный характер. В случае гетерополярной связи каждый ион воздействует на все достаточно близкие к нему ионы. При гомеополярной связи воздействие направлено на тот атом, с которым у данного атома имеется совместная электронная пара. Гомеополярная связь может осуществляться только валентными, т. е. наименее связанными с атомом, электронами. Поскольку каждый электрон может обеспечить связь только с одним атомом, число связей, в которых может участвовать данный атом
(число соседей, с которыми он может быть связан), равно его валентности.
Примерами атомных кристаллов могут служить алмаз, германий, кремний.

- Металлические кристаллы.

В узлах кристаллической решетки помещаются положительные ионы металла. Между ними беспорядочно, подобно молекулам газа, движутся электроны, отщепившиеся от атомов при образовании кристалла. Эти электроны играют роль «цемента», удерживая вместе положительные ионы, иначе решетка распалась бы под действием сил отталкивания между ионами. Вместе с тем и электроны удерживаются ионами в пределах кристаллической решетки и не могут ее покинуть.

- Молекулярные кристаллы.

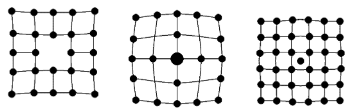
В узлах кристаллической решетки помещаются определенным образом ориентированные молекулы. Силы связи между молекулами в кристалле имеют ту же природу, что и силы притяжения между молекулами, приводящие к отклонению газов от идеальности (ван-дер-ваальсовские силы).
Молекулярные решетки образуют, например, вода (H_2O), углекислота (CO_2), азот (N_2), кислород (O_2) и водород (H_2). Таким образом, обычный лед, а также сухой лед (твердая углекислота) представляют собой молекулярные кристаллы.



В некоторых твердых телах может осуществляться одновреоднovременно несколько видов связи. Примером может служить графит. Решетка графита состоит из ряда плоских параллельных слоев, в которых атомы углерода располагаются в вершинах правильных шестиугольников. Расстояние между соседними слоями в 2,3 раза больше расстояния между соседними атомами отдельного слоя. Плоские слои связаны друг с другом силами Ван-дер-Ваальса. В пределах слоя осуществляется гомеополярная и металлическая связь. Этой особенностью связей объясняется своеобразная мягкость графита. Если давить на кристалл графита, слои решетки скользят и сдвигаются относительно друг друга.

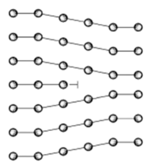
Дефекты в кристаллах

В реальных кристаллических решетках всегда существуют отклонения от идеального расположения атомов в решетке. Такие отклонения называют дефектами кристаллической решетки. Их можно разделить на макроскопические и микроскопические.

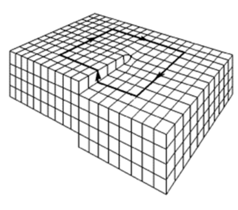


К макроскопическим дефектам относятся поры, трещины, инородные макроскопические включения и пр.
К микроскопическим дефектам относятся точечные и линейные дефекты.
Точечные дефекты:

1) отсутствие атома в каком-либо узле решетки (вакансия),
2) замена «своего атома» решетки каким-либо другим «чужим» атомом,
3) внедрение своего или чужого атома в межузельное пространство (межузельный атом).



В кристаллах в результате закалки, облучения нейтронами и пр. концентрация точечных дефектов может стать очень высокой. Тогда могут образоваться линейные дефекты – дислокации.
Дислокации – это линейные дефекты кристаллической решетки, нарушающие правильное чередование атомных плоскостей.
В отличие от точечных дефектов, нарушающих ближний порядок, дислокации нарушают дальний порядок в кристалле, искажая всю его структуру. Поэтому именно дисдислокации играют наиболее важную роль в механических свойствах твердых тел.
Различают два главных типа дислокаций: краевую и винтовую.
Краевая дислокация характеризуется лишней кристаллической плоскостью, вдвинутой между двумя соседними слоями атомов. Краевая дислокация, образовавшаяся в результате неправильного наращивания кристаллической решетки, может существовать на протяжении десятков и сотен межатомных расстояний.



Винтовую дислокацию можно наглядно представить себе, произведя «разрез» решетки по полуплоскости и сдвинув части решетки по обе стороны разреза навстречу друг другу на один период параллельно краю разреза. Этот край называется линией винтовой дислокации. Наличие винтовой дислокации превращает кристаллические плоскости решетки в геликоидальную поверхность (подобную винтовой линии без ступенек) .
Дефекты в кристаллах оказывают сильное влияние на их физические свойства (механические, магнитные, электрические и пр.).
Один из них состоит в изготовлении бездефектных (например, нитенитевидных) кристаллов, где устранены источники внутренних напряжений, на которых могут зарождаться трещины. Другой путь, наоборот, состоит в максимальном искажении правильной структуры кристалла, что затрудняет распространение в теле трещин и пластических деформаций. Техника получения сверхпрочных материалов и сплавов в настоящее время использует только второй способ (легирование, т.е. введение в решетку примесей из посторонних атомов; наклеп, т. е. сильное пластическое деформирование кристаллической решетки при холодной обработке металлов, закалка и пр.).

Теплоемкость кристаллов

Расположение частиц в узлах кристаллической решетки отвечает минимуму их взаимной потенциальной энергии. При смещении частиц из положения равновесия в любом направлении появляется сила, стремящаяся вернуть частицу в первоначальное положение, вследствие чего возникают колебания частицы. Колебания вдоль произвольного

направления можно представить как наложение колебаний вдоль трех координатных осей. Таким образом, каждой частице в кристалле следует приписывать три колебательные степени свободы.
На каждую колебательную степень свободы одной частицы в среднем приходится энергия, равная двум половинкам kT — одна в виде кинетической и одна в виде потенциальной энергии (k – пост. Больцмана, T - температура). Следовательно, на каждую частицу — атом в атомной решетке, ион в ионной или металлической решетке — приходится в среднем энергия, равная $3kT$. Энергию моля вещества в кристаллическом состоянии можно найти, умножив среднюю энергию одной частицы на число частиц, помещающихся в узлах кристаллической решетки. Последнее число совпадает с числом Авогадро N_A только в случае химически простых веществ. В случае такого, например, вещества, как NaCl, число частиц будет равно $2N_A$ т.к. в моле NaCl содержится атомов N_A и N_A атомов CI.
Ограничиваясь рассмотрением химически простых веществ, образующих атомные или металлические кристаллы, для внутренней энергии одного моля вещества в кристаллическом состоянии можно написать выражение

$$U = N_A \cdot 3kT = 3\underbrace{N_A k}_{R}T$$

$$\boxed{U = 3RT} \qquad (1)$$

Количество теплоты Q, переданное кристаллу, идет на изменение его внутренней энергии ΔU:

$$Q = \Delta U$$

Соласно (1) изменение внутренней энергии равно $\Delta U = 3R\Delta T$, следовательно $Q = 3R\Delta T$.
Молярная теплоемкость по определению равна

$$C = \frac{Q}{\nu \Delta T}$$

Тогда для кристаллов $C = \dfrac{3R\Delta T}{\underbrace{\nu}_{=1}\Delta T} = 3R$

$$\boxed{C = 3R} \qquad (2)$$

Поскольку объем твердых тел при нагревании меняется мало, их теплоемкость при постоянном давлении незначительно отличается от теплоемкости при постоянном объеме, так что можно положить $C_P=C_V$ и говорить просто о теплоемкости твердого тела.
Формула (2) является выражением *закона Дюлонга и Пти*: молярная теплоемкость химически простых тел в кристаллическом состоянии одинакова и примерно равна *25 Дж/К·моль*.
Закон Дюлонга и Пти с хорошим приближением выполняется для многих веществ находящихся при комнатной температуре. Строгая теория теплоемкости твердых тел может быть дана только в рамках квантовой механики.

1. 15 Лекция № 18,19 (4 часа).

Тема: «Электростатика»

1.15.1 Вопросы лекции:

1. Свойства электрических зарядов. Закон Кулона.
2. Электрическое поле. Напряженность. Расчет электрических полей методом суперпозиций.
3. Теорема Остроградского-Гаусса для электростатического поля в вакууме.
4. Работа электростатического поля. Потенциал электростатического поля и его связь с напряженностью. Циркуляция вектора напряженности.
5. Электрическое поле в веществе. Поляризация диэлектрика.
6. Типы диэлектриков. Поляризованность и диэлектрическая восприимчивость. Электрическое смещение. Диэлектрическая проницаемость. Сегнетоэлектрики.
7. Электрическое поле внутри проводника и у его поверхности.
8. Электроемкость уединенного проводника. Конденсаторы. Энергия заряженного проводника, конденсатора.

1.15.2 Краткое содержание вопросов:

Свойства электрических зарядов. Закон Кулона
Электрический заряд – скалярная физическая величина, характеризующая интенсивность взаимодействия электрически заряженных тел. В СИ заряд обозначается буквами *Q, q* и измеряется в Кулонах (*Кл*).
Опытным путем установлены следующие свойства заряда:

1. Существуют 2 вида заряда: положительный и отрицательный.
2. Электрический заряд дискретен, т.е. существует минимальный, неделимый заряд (*e* – элементарный заряд). Любое значение заряда кратно элементарному заряду: *Q=N*e.*
3. Электрический заряд инвариантен, т.е. не зависит от выбора системы отсчета.
4. Для заряда справедлив закон сохранения: в замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов постоянна.

2. Точечный заряд – заряженное тело, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстояниями от этого тела до других заряженных тел.

Закон взаимодействия точечных зарядов отражается в законе Кулона.

$$\boxed{F = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}}$$

Электростатическое поле. Напряженность. Расчет электрических полей методом суперпозиций..

Как показывает опыт, заряженные тела взаимодействуют между собой на расстоянии через пустоту.
Каким же образом заряженное тело «знает» о существовании поблизости другого заряженного тела?
На этот счет существовали различные гипотезы. Впоследствии выяснилось, что заряженные тела «не знают о существовании друг друга» и напрямую между собой не взаимодействуют.
Заряженное тело окружено особой материей – электрическим полем. Если в нём окажется другое заряженное тело, то поле будет действовать на заряд с определенной силой.
Механизм взаимодействия заряженных тел выглядит так: первое тело создаёт вокруг себя электрическое поле, которое действует на второе заряженное тело; второе тело так же создаёт вокруг себя поле и оно действует на первый заряд.
Электрическое поле – особый вид материи, окружающее электрически заряженные тела.
Напряженность – векторная физическая величина, определяемая силой, действующей на единичный положительный заряд.

$$\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}}$$

Единица измерения в СИ вольт на метр (*В/м*).
Напряжённость является силовой характеристикой поля. Она характеризует не всё поле в целом , а только её конкретную точку.
В разных точках поля её напряженность может отличатся и по модулю и по направлению.
<u>Принцип суперпозиции</u>: напряженность результирующего поля, создаваемого системой зарядов, равна геометрической сумме напряженностей полей, создаваемых в данной точке каждым из зарядов в отдельности:

$$\boxed{\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_n}$$

Теорема Остроградского – Гаусса для электростатического поля в вакууме.

Одним из задач электростатики является расчет напряжённости поля.
Если электростатическое поле имеет симметрию в пространстве, то можно использовать теорему Остроградского-Гаусса.
Теорема Остроградского-Гаусса: поток вектора напряженности электрического поля в вакууме через любую замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов, охваченных этой поверхностью, деленной на ε_0.

$$\boxed{\Phi = \frac{\sum q_i}{\varepsilon_0}}$$

Работа электрического поля.

Работу поля при перемещении заряда q можно определить по формуле (1.1б):

$$A = -(W_2 - W_1) = -(q\varphi_2 - q\varphi_1) = -q\underbrace{(\varphi_2 - \varphi_1)}_{\Delta\varphi} = -q\Delta\varphi$$

Таким образом, работа поля по перемещению заряда из т.1 в т.2 равна произведению заряда на разность потенциалов в этих точках со знаком минус: $A = -q\Delta\varphi$ (1.2)

Потенциал электростатического поля и его связь с напряженностью. Циркуляция вектора напряженности

Рассмотрим работу поля при перемещении заряда из данной точки в бесконечность:

$$A = -\left(q\underbrace{\varphi_2}_{0} - q\varphi_1\right) = q\varphi_1$$

Если q=1 Кл, то $A = \varphi$

Отсюда раскрывается физический смысл потенциала: потенциал численно равен работе, которую совершают силы поля над единичным положительным зарядом при удалении его из данной точки в бесконечность.
Рассмотрим поле, создаваемое неподвижным точеным зарядом q. Пусть в этом поле находится заряд q'. Переместим заряд q' из точки 1 в точку 2 по какой-либо траектории и вычислим работу кулоновской силы.

$$A = \int_1^2 \vec{F}d\vec{r} = \int_1^2 k\frac{qq'}{r^2}dr = kqq'\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = -kqq'\frac{1}{r}\Big|_{r_1}^{r_2} = k\frac{qq'}{r_1} - k\frac{qq'}{r_2} \qquad (1.1а)$$

Работа кулоновской силы не зависит от формы траектории, а определяется начальным и конечным положением заряда q'. Если траектория движения будет замкнута (заряд вернется в исходную точку), то работа равна нулю ($r_1=r_2$). Это свойство характерно для потенциальных полей. В таких полях работу по перемещению по какой-либо траектории можно вычислить через разность некоторых скаляров (чисел).
Из курса механики известно, что работу можно представить через изменение потенциальной энергии:

$$A = -(W_2 - W_1) \qquad (1.1б)$$

Из всего сказанного главное в том, что в электрическом поле любой заряд будет обладать определенной потенциальной энергией. Причем разные заряды водной и той же точке поля будут обладать разной энергией. Однако отношение энергии на величину заряда $\frac{W}{q}$ будет для всех зарядов одним и тем же.

Величина $\varphi = \frac{W}{q}$ называется *потенциалом* электрического поля. (1.1в)

Потенциал – скалярная физическая величина равная отношению потенциальной энергии заряда к величине этого заряда.
Потенциал численно равен потенциальной энергии, которой обладал бы в данной точке поля единичный положительный заряд. Потенциал измеряется в вольтах на метр (В/м).
Потенциал является энергетической характеристикой поля.

Электрическое поле можно описать либо с помощью векторной величины E, либо с помощью скалярной величины φ. Очевидно, что между этими величинами должна существовать определенная связь.
Пусть дано однородное электрическое поле напряженностью E. Переместим в нем точечный заряд q на расстояние Δx вдоль линии напряженности (т.е. по прямой).
Вычислим работу поля: $A = F \cdot \Delta x = qE \cdot \Delta x$

Но работу поля можно вычислить так же через разность потенциалов: $A = -q\Delta\varphi$

Приравняв эти выражения, получим: $qE \cdot \Delta x = -q\Delta\varphi$

$E \cdot \Delta x = -\Delta\varphi$ или $E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}$

Электрическое поле в веществе. Поляризация диэлектрика.

Вещества не- способные проводить электрический ток называют диэлектриками. В отличие от проводников в идеальных диэлектриках отсутствуют свободные заряды. Заряды, входящие в состав атомов и молекул диэлектрика тесно связаны между собой и могут освободиться только под действием очень сильных полей. Такие заряды называются связанными. В реальных диэлектриках на их поверхности, а в некоторых и внутри в небольшом количестве могут присутствовать и свободные заряды.
Внесенные во внешнее электрическое поле, диэлектрики испытывают изменение, называемое поляризацией. Если к заряженному электрометру поднести толстую диэлектрическую пластину, то его показания уменьшаться. Объяснить явление можно возникновением на нижней части пластины заряда противоположного заряду электрометра. Соответственно, на верхней части пластины появиться заряд одного знака с зарядом электрометра . Явление возникновения зарядов противоположного знака на противоположных концах диэлектрика при внесении его во внешнее электрическое поле называется поляризацией диэлектрика.

Типы диэлектриков. Поляризованность и диэлектрическая восприимчивость. Электрическое смещение. Диэлектрическая проницаемость. Сегнетоэлектрики

Механизм поляризации диэлектриков определяется строением их молекул. Известно, что атом или молекула любого вещества являются электрически нейтральными. Однако центры распределения положительных и отрицательных зарядов в них могут совпадать, или не совпадать. В первом случае молекулы называются неполярными, а во втором – полярными. К неполярным относятся следующие вещества: H2 , N2 , CO2 , CH4 и т. д.. В электрическом поле на ядро действует сила, стремящаяся вытолкнуть его из поля. Вращающиеся вокруг ядра электроны, она стремится втянуть в поле. В результате, орбиты электронов вытягиваются, и центры распределения зарядов перестают совпадать. Молекула становится диполем. 2 При внесении такого диэлектрика во внешнее поле все его молекулы становятся диполями и на противоположных поверхностях диэлектрика появляются нескомпенсированные заряды: слева – отрицательный, справа – положительный . Такой вид поляризации называется поляризацией смещения или электронной поляризацией. Степень поляризации смещения зависит от вида диэлектрика, напряженности внешнего поля и практически не зависит от температуры. У полярных диэлектриков центры распределения положительных и отрицательных зарядов в молекулах не совпадают. К таким веществам относятся вода, спирт, ацетон, эфир, соляная кислота и т. д. В электрическом поле на каждую молекулу, как и на любой диполь, будет действовать вращательный момент . В результате каждый диполь будет стремиться разместиться параллельно полю. Межмолекулярные связи и тепловое движение молекул будут препятствовать этому. В результате их переориентация будет неполной, однако, в среднем число диполей, ориентированных вдоль поля позволят возникнуть на противоположных гранях диэлектрика поляризационным зарядам. Такой вид поляризации называется ориентационным или дипольным. Степень ориентационной поляризации зависит от температуры, рода диэлектрика и напряженности внешнего электрического поля. Все полярные диэлектрики в той или иной степени подвержены и электронной поляризации
Для характеристики электрических свойств диэлектриков служит физическая величина, называемая диэлектрической проницаемостью. Диэлектрическая проницаемость – физическая величина, которая показывает, во сколько раз ослабляется поле в диэлектрике.

Электрическое поле внутри проводника и у его поверхности.

При внесении незаряженного проводника в электрическое поле носители заряда приходят в движение: положительные в направлении вектора E, отрицательные — в противоположную сторону. В результате у концов проводника возникают заряды противоположного знака, называемые индуцированными зарядами. Перераспределение
носителей заряда происходит до тех пор, пока не будут выполнены условия 2.1., т. е. пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю, а линии напряженности вне проводника — перпендикулярными к его поверхности. Таким образом, нейтральный проводник, внесенный в электрическое поле, разрывает часть линий напряженности — они заканчиваются на отрицательных индуцированных зарядах и вновь начинаются на положительных.

Индуцированные заряды распределяются по внешней поверхности проводника. Если внутри проводника имеется полость, то при равновесном распределении индуцированных зарядов поле внутри нее равно нулю.

Электроемкость уединенного проводника. Конденсаторы. Энергия заряженного проводника, конденсатора.

Рассмотрим уединенный проводник, то есть такой проводник, который удален от других тел. Если сообщить зарядить проводник, то его поверхность окажется под определенным потенциалом. Причем потенциал проводника φ будет пропорционален сообщенному заряду: $q \sim \varphi$. Введем коэффициент пропорциональности С. Тогда $q = C\varphi$ (2.3а)

Коэффициент пропорциональности С между потенциалом и зарядом называется электроемкостью или просто емкостью проводника. Из (2.3а) следует, что емкость численно равна заряду, сообщение которого проводнику повышает его потенциал на единицу.

Емкость не зависит от заряда и потенциала, а зависит от геометрии проводника и окружающей среды.

Для некоторых геометрически правильных тел можно рассчитать емкость. Например, емкость шара равна:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R \qquad (2.3б)$$

За единицу емкости принимают емкость такого проводника, потенциал которого изменяется на 1 В при сообщении ему заряда в 1 Кл. В системе СИ единица емкости равна 1 *фарад* (*Ф*).

1 фарад это очень большая емкость. По формуле (2.3б) можно посчитать, что такой емкостью обладал бы шар больше Земли в 1500 раз!

Конденсаторы.

Уединенные проводники обладают небольшой емкостью. Даже шар таких размеров, как Земля, имеет емкость всего лишь 700 мкФ. Вместе с тем на практике бывает потребность в устройствах, которые при небольшом относительно окружающих тел потенциале накапливали бы на себе («конденсировали») заметные по величине заряды.

Конденсаторами называют устройства для накопления электрических зарядов.

Конденсаторы делают в виде двух проводников, помещенных близко друг к другу. Образующие конденсатор проводники называют его обкладками. Чтобы внешние тела не оказывали влияния на емкость конденсатора, обкладкам придают такую форму и так располагают их друг относительно друга, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми на них зарядами, было сосредоточено внутри конденсатора. Этому условию удовлетворяют две пластинки, расположенные близко друг к другу, два коаксиальных цилиндра и две концентрические сферы. Соответственно бывают плоские, цилиндрические и сферические конденсаторы. Поскольку поле заключено внутри конденсатора, линии электрического смещения начинаются на одной обкладке и заканчиваются на другой. Следовательно, заряды, возникающие на обкладках, имеют одинаковую величину и различны по знаку.

Основной характеристикой конденсатора является его емкость, под которой понимают коэффициент пропорциональности между зарядом q и разностью потенциалов между обкладками: $q = C(\varphi_1 - \varphi_2)$

Разность потенциалов можно называть напряжением между обкладками и обозначать буквой U.

Тогда: $q = CU$ (2.4)

Емкость конденсаторов измеряется в тех же единицах, что и емкость уединенных проводников.

Величина емкости определяется геометрией конденсатора (формой и размерами обкладок и величиной зазора между ними), а также диэлектрическими свойствами среды, заполняющей пространство между обкладками.

Например, емкость плоского конденсатора. $C = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}$

Соединения конденсаторов.

1. Последовательное соединение. $\dfrac{1}{C} = \dfrac{1}{C_1} + \dfrac{1}{C_2} + ... + \dfrac{1}{C_N}$
2. Параллельное соединение. $C = C_1 + C_2 + ... + C_N$

Энергия заряженного проводника, конденсатора. Энергия электростатического поля.

Энергия заряженного проводника: $W = \dfrac{1}{2}\varphi \cdot q = \dfrac{q^2}{2C} = \dfrac{C\varphi^2}{2}$

Рассмотрим плоский конденсатор. Энергию заряженного конденсатора можно выразить через величины, характеризующие электрическое поле в зазоре между обкладками.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}\frac{U^2}{2} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}\frac{(Ed)^2}{2} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}Sd$$

Произведение Sd представляет собой объем, занимаемый полем V.

Тогда $W = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}V$ (3.3а)

Полученная формула связывает энергию конденсатора с напряженностью поля.

По аналогии с плотностью вещества можно ввести понятие плотности энергии поля. Массу вещества можно выразить через плотность и объем: $m = \rho \cdot V$. Если эту формулу сравнить с формулой (3.3а), то величина, стоящая перед объемом $\dfrac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}$ есть плотность энергии электрического поля.

$w = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}$ - плотность энергии электрического поля.

Плотность энергии характеризует конкретную точку поля. Если поле однородно (что имеет место в плоском конденсаторе), заключенная в нем энергия распределяется в пространстве с постоянной плотностью w. Если поле неоднородно, то в каждой ее точке плотность энергии будет разной. В общем случае энергию поля можно определить интегрированием плотности по всему объему занимаемым полем:

$$W = \int_V w \cdot dV = \int_V \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV$$

1. 15 Лекция № 20 (2 часа).

Тема: «Постоянный электрический ток»

1.15.1 Вопросы лекции:

1. Электрический ток и его характеристики.
2. Сторонние силы.
3. Законы постоянного тока.
4. Правила Кирхгофа.
5. Электрический ток в металлах.

1.15.2 Краткое содержание вопросов:

Электрический ток и его характеристики

Электрический ток - упорядоченное движение электрических зарядов.

Условия существования электрического тока.

1. Наличие в теле свободных заряженных частиц (носителей тока).
2. Наличие электрического поля.

Сила тока.

Рассмотрим проводник с током.

Для количественной характеристики электрического тока служит понятие силы тока.

Пусть за время dt через сечение проводника проходит заряд dq.

Сила тока – скалярная физическая величина равная отношению заряда, прошедшего через поперечное сечение проводника, ко времени: $I = \frac{dq}{dt}$. (1.2а)

Сила тока равна заряду прошедшему через сечение проводника за единицу времени.

Электрический ток может быть обусловлен движением как положительных, так и отрицательных носителей. Перенос отрицательного заряда в одном направлении эквивалентен переносу такого же по величине положительного заряда в противоположном направлении.

За направление тока принимается направление, в котором перемещаются положительные носители.

Постоянный электрический ток – ток, который не изменяется по величине и направлению. Тогда формулу (1.2а) можно записать так: $I = \frac{q}{t}$.

Сила тока измеряется в амперах (*А*). При силе тока в 1 ампер через поперечное сечение проводника за 1 секунду проходит заряд 1 кулон.

Плотность тока.

Сила тока характеризует течение тока во всем сечении проводника. В разных участках сечения может проходить разное количество заряда. Более детально ток можно охарактеризовать с помощью вектора плотности тока j.

Выберем в проводнике небольшое сечение $dS_\perp$ перпендикулярно направлению движения зарядов. Через это сечение протекает ток величиной d*I*.

Плотность тока – векторная физическая величина равная отношению силы тока, протекающего через перпендикулярное направлению тока сечение проводника, к величине площади этого сечения:

$$j = \frac{dI}{dS_\perp}. \qquad (1.3а)$$

За направление вектора плотности тока принимается направление вектора скорости упорядоченного движения положительных зарядов.

Плотность тока измеряется в амперах на метр в квадрате (*А/м*^{2}).

Приняв во внимание формулу (1.2а) можно записать: $j = \frac{dq}{dS_\perp dt}$. То есть, плотность тока равна заряду, прошедшему через единичное перпендикулярное направлению тока сечение проводника, за единицу времени.

Площадь $dS_\perp$ можно стягивать в точку, тогда плотность тока будет характеризовать ток в данной точке проводника.

Таким образом, плотность тока является дифференциальной характеристикой тока, а сила тока – интегральной.

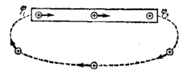
Зная плотность тока во всех точках проводника можно найти силу тока. Для этого нужно проинтегрировать формулу (1.3а):

$$dI = jdS_{\perp} \qquad \int dI = \int_S jdS_{\perp} \qquad I = \int_S jdS_{\perp}.$$

Если плотность тока всюду одинакова j=const, то: $I = \int_S jdS_{\perp} = j\int_S dS_{\perp} = jS_{\perp}$.

Сторонние силы.

Если в проводнике создать электрическое поле и не принять мер для его поддержания, то перемещение носителей тока приведет очень быстро к тому, что поле внутри проводника исчезнет и ток прекратится. Для того чтобы поддерживать ток достаточно длительное время, нужно от конца проводника с меньшим потенциалом (носители тока предполагаются положительными) непрерывно отводить приносимые сюда током заряды, а к концу с большим потенциалом непрерывно их подводить.



В замкнутой цепи наряду с участками, на которых положительные носители движутся в сторону убывания потенциала φ, должны иметься участки, на которых перенос положительных зарядов происходит в направлении возрастания φ, т. е. против сил электростатического поля. Перемещение носителей на этих участках возможно лишь с помощью сил неэлектростатического происхождения, называемых *сторонними силами*.

Таким образом, для поддержания тока необходимы сторонние силы, действующие либо на всем протяжении цепи, либо на отдельных ее участках. Эти силы могут быть обусловлены химическими процессами, диффузией носителей тока в неоднородной среде или через границу двух разнородных веществ и т. д.

Сторонние силы можно охарактеризовать работой, которую они совершают над перемещающимися по цепи зарядами.

Электродвижущая сила (э.д.с.) – физическая величина равная отношению работы сторонних сил по перемещению заряда к величине этого заряда: $\varepsilon = \dfrac{A_{cm}}{q}$. (2.1а)

Э.д.с. равна работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.

Э.д.с. измеряется в вольтах (*В*).

Кроме сторонних сил, на заряд действуют силы поля (кулоновские силы).

Напряжение – физическая величина равная отношению работы электростатических и сторонних сил по перемещению заряда к величине этого заряда: $U = \dfrac{A + A_{cm}}{q}$,

где $A = -q(\varphi_2 - \varphi_1)$ работа кулоновских сил.

В соответствии с формулой (2.1а) можно получить:

$$U = \frac{A + A_{cm}}{q} = \underbrace{\frac{A}{q}}_{\varphi_1-\varphi_2} + \underbrace{\frac{A_{cm}}{q}}_{\varepsilon} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon$$

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon.$$

Законы постоянного тока.

Участок цепи, на котором не действуют сторонние силы, называется однородным.

Участок, на котором на носители тока действуют сторонние силы, называется неоднородным.

Закон Ома.

Сила тока, текущего по однородному (в смысле отсутствия сторонних сил) металлическому проводнику, пропорциональна напряжению на проводнике: $I = \dfrac{1}{R}U$. (2.2а)

Для однородного проводника: $U = \varphi_1 - \varphi_2$.

Величина R называется электрическим сопротивлением проводника. Сопротивление измеряется в Омах (Ом). 1 Ом это сопротивление такого проводника, в котором при напряжении 1 вольт течет ток силой 1 ампер.

Величина сопротивления зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств материала, из которого он сделан. Для однородного цилиндрического проводника: $R = \rho\dfrac{l}{S}$,

где l — длина проводника, S — площадь его поперечного сечения, ρ — зависящий от свойств материала коэффициент, называемый удельным электрическим сопротивлением вещества. Если l=1 и S=1, то R численно равно p. Удельное сопротивление измеряется в ом-метрах (Ом·м).

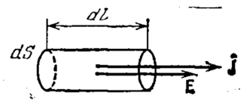
Величина $G = \dfrac{1}{R}$ называется электрической проводимостью проводника. Единица проводимости — сименс (См).

Закон Ома, представленный в формуле (2.2а), записан в интегральной форме. Запишем его в дифференциальной форме.

$$I = \frac{1}{R}U \qquad j\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho\dfrac{l}{S}} \cdot El \qquad jS = \frac{SEl}{\rho l} \qquad j = \frac{E}{\rho} \qquad j = \frac{1}{\rho}E$$

$\vec{j} = \gamma\vec{E}$ (2.2а) – закон Ома в дифференциальной форме.

Величина $\gamma = \dfrac{1}{\rho}$ называется удельной проводимостью. Закон Ома в дифференциальной форме связывает плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в этой же точке.



Способность вещества проводить электрический ток характеризуется его удельным сопротивлением либо удельной проводимостью. Их величина определяется химической природой вещества и условиями, в частности температурой, при которых оно находится.

Для большинства металлов при температурах, близких к комнатной, ρ изменяется пропорционально абсолютной температуре T: $\rho \sim T$

При низких температурах наблюдаются отступления от этой закономерности.

Работа и мощность тока.

Рассмотрим произвольный участок цепи постоянного тока, к концам которого приложено напряжение U. За время t через каждое сечение проводника проходит заряд $q = It$. Это равносильно тому, что заряд q переносится за время t из одного конца проводника в другой. При этом силы электростатического поля и сторонние силы, действующие на данном участке, совершают работу:

$A = Uq = UIt$.

Мощность по определению равна отношению работы A ко времени t, за которое она совершается:

$$P = \frac{A}{t} = \frac{IUt}{t} = IU$$

Получили мощность, развиваемую током на рассматриваемом участке цепи. Эта мощность может расходоваться на совершение рассматриваемым участком цепи работы над внешними телами (для этого участок должен перемещаться в пространстве), на протекание химических реакций и, наконец, на нагревание данного участка цепи.

Используя закон Ома работу и мощность тока можно выразить через сопротивление.

Закон Джоуля-Ленца.

В случае, когда проводник неподвижен и химических превращений в нем не совершается, работа тока затрачивается на увеличение внутренней энергии проводника, в результате чего проводник нагревается. Принято говорить, что при протекании тока в проводнике выделяется количество теплоты Q:

$$Q = A = IUt.$$

Если выразить напряжение через сопротивление и силу тока $U = IR$, то получим *закон Джоуля-Ленца*:

$$Q = I^2Rt. \qquad (2.6а)$$

От формулы (2.6а), определяющей тепло, выделяющееся во всем проводнике, можно перейти к выражению, характеризующему выделение тепла в различных местах проводника. Выделим в проводнике элементарный объем в виде цилиндра. Согласно закону Джоуля — Ленца за время dt в этом объеме выделится тепло:

$$\delta Q = I^2Rdt = (jS)^2\rho\frac{l}{S}dt = \rho j^2 \underbrace{Sdl}_{dV}dt. \qquad (2.6\ б)$$

Разделив выражение (2.6 б) на dV и dt, найдем количество тепла, выделяющееся в единице объема в единицу времени:

$$\psi = \rho j^2.$$

Величину ψ можно назвать удельной тепловой мощностью тока. Используя дифференциальную форму закона Ома $\vec{j} = \gamma\vec{E}$ и соотношение $\gamma = \dfrac{1}{\rho}$ получим:

$$\psi = \rho j^2 = \frac{1}{\gamma}(\gamma E)^2 = \gamma E^2 \qquad \psi = \gamma E^2 \qquad (2.6в).$$

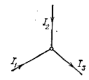
Выражение (2.6в) есть закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.

Разветвленные цепи. Правила Кирхгофа.

Обобщенный закон Ома (2.3а)) позволяет рассчитать практически любую сложную цепь. Однако непосредственный расчет разветвленных цепей, содержащих несколько замкнутых контуров (контуры могут иметь общие участки, каждый из контуров может иметь несколько источников э.д.с. и т. д.), довольно сложен. Эта задача решается более просто с помощью двух правил Кирхгофа.

Любая точка разветвления цепи, в которой сходится не менее трех проводников с током, называется узлом. При этом ток, входящий в узел, считается положительным, а ток, выходящий из узла,— отрицательным.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю:



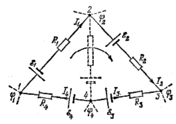
$$\sum_{i=1}^{N} I_i = 0 \qquad (2.4а)$$

Уравнение (2.4а) можно написать для каждого из N узлов цепи. Однако независимыми являются только N-1 уравнений, N-ое будет следствием из них.

Второе правило относится к любому выделенному в разветвленной цепи замкнутому контуру (см., например, контур 1—2—3—4—1). Зададимся направлением обхода (например, по часовой стрелке).

Все токи, совпадающие по направлению с направлением обхода контура, считаются положительными, не совпадающие с направлением обхода — отрицательными.

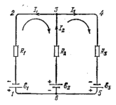
Источники э.д.с. считаются положительными, если они создают ток, направленный в сторону обхода контура.



Второе правило Кирхгофа: в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая сумма произведений сил токов, на сопротивления, соответствующих участков этого контура равна алгебраической сумме э.д.с., встречающихся в этом контуре:

$$\sum I_k R_k = \sum \varepsilon_k \qquad (2.4.б)$$

Уравнение (2.4.б) может быть составлено для всех замкнутых контуров, которые можно выделить мысленно в данной разветвленной цепи. Однако независимыми будут только уравнения для тех контуров, которые нельзя получить наложением других контуров друг на друга. Так, например, для цепи, изображенной на рис., можно составить три уравнения:



1) для контура 1—2—3—6—1,
2) для контура 3—4—5—6—3,
3) для контура 1—2—3—4—5—6—1.

Последний контур получается наложением первых двух. Поэтому уравнения не будут независимыми. В качестве независимых можно взять любые два уравнения из трех.

Составляя уравнения, следует помнить, что через любое сечение неразветвленного участка цепи течет один и тот же ток. Число независимых уравнений, составленных в соответствии с первым и вторым правилами Кирхгофа, оказывается равным числу различных токов, текущих в разветвленной цепи. Поэтому, если заданы э. д. с. и сопротивления для всех неразветвленных участков, то могут быть вычислены все токи. Можно решить и задачи иного рода, например, найти э. д. с, которые нужно включить в каждый из участков цепи, чтобы получить при заданных сопротивлениях нужные токи.

Электрический ток в металлах

Для выяснения природы носителей тока в металлах был поставлен ряд опытов. Прежде всего отметим опыт Рикке, осуществленный в 1901 г. Рикке взял три цилиндра — два медных и один алюминиевый — с тщательно отшлифованными торцами. После взвешивания цилиндры были сложены вместе в последовательности: медь — алюминий — медь. Через такой составной проводник пропускался непрерывно ток одного и того же направления в течение года. За все время через цилиндры прошел заряд, равный $3{,}5\cdot10^6$ Кл.

Взвешивание показало, что пропускание тока не оказало на вес цилиндров никакого влияния. При исследовании соприкасавшихся торцов под микроскопом не было обнаружено проникновения одного металла в другой. Результаты опыта свидетельствовали о том, что перенос заряда в металлах осуществляется не атомами, а какими-то частицами, входящими в состав всех металлов. Такими частицами могли быть открытые в 1897 г. Томсоном электроны.

Чтобы отождествить носители тока в металлах с электронами, нужно было определить знак и числовое значение удельного заряда носителей. Опыты, поставленные с этой целью, основывались на следующих соображениях. Если в металлах имеются способные перемещаться заряженные частицы, то при торможении металлического проводника эти частицы должны некоторое время продолжать двигаться по инерции, в результате чего в проводнике возникнет импульс тока и будет перенесен некоторый заряд.

Первый опыт с ускоренно движущимися проводниками был поставлен в 1913 г. Мандельштамом и Папалекси. Они приводили катушку из проволоки в быстрые крутильные колебания вокруг ее оси. К концам катушки подключался телефон, в котором был слышен звук, обусловленный импульсами тока.

Количественный результат был получен Толменом и Стюартом в 1916 г. Катушка из провода длиной 500 м приводилась во вращение, при котором линейная скорость витков составляла 300 м/с. Затем катушка резко тормозилась и с помощью баллистического гальванометра измерялся заряд, протекавший в цепи за время торможения. Вычисленное значение удельного заряда носителей получалось очень близким к e/m для электронов. Таким образом, было экспериментально доказано, что носителями тока в металлах являются электроны.

Ток в металлах можно вызвать крайне малой разностью потенциалов. Это дает основание считать, что носители тока — электроны перемещаются по металлу практически свободно. К тому же выводу приводят и результаты опыта Толмена и Стюарта.

Существование в металлах свободных электронов можно объяснить тем, что при образовании кристаллической решетки от атомов металла отщепляются слабее всего связанные (валентные) электроны, которые становятся «коллективной» собственностью всего куска металла. Если от каждого атома отщепится по одному электрону, то концентрация свободных электронов (т. е. их число в единице объема) будет равна количеству атомов в единице объема. Расчеты показывают, что концентрация электронов в металлах имеет значения порядка 10^{28}-10^{29}м$^{-3}$.

Элементарная классическая теория металлов.

Исходя из представлений о свободных электронах, Друде создал классическую теорию металлов, которая затем была усовершенствована Лоренцем. Друде предположил, что электроны проводимости в металле ведут себя подобно молекулам идеального газа. В промежутках между соударениями они движутся совершенно свободно, пробегая в среднем некоторый путь λ. Правда, в отличие от молекул газа, пробег которых определяется соударениями молекул друг с другом, электроны сталкиваются преимущественно не между собой, а с ионами, образующими кристаллическую решетку металла. Эти столкновения приводят к установлению теплового равновесия между электронным газом и кристаллической решеткой.

Полагая, что на электронный газ могут быть распространены результаты кинетической теории газов, оценку средней скорости теплового движения электронов можно произвести по формуле

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Для комнатной температуры (~300 К) вычисление по этой формуле приводит к следующему значению: $v \approx 10^5$ м/с.
При включении поля на хаотическое тепловое движение, происходящее со скоростью *v*, накладывается упорядоченное движение электронов с некоторой средней скоростью *u*. Величину этой скорости легко оценить, исходя из формулы

$$j = neu$$

Предельная допустимая техническими нормами плотность тока для медных проводов составляет около 10^7 А/м^2 (10 А/мм^2). Взяв для n значение 10^{29} м$^{-3}$, получим $u \approx 10^{-3}$ м/с.
Таким образом, даже при очень больших плотностях тока средняя скорость упорядоченного движения зарядов примерно в 100 миллионов раз меньше средней скорости теплового движения.
Друде удалось объяснить законы Ома и Джоуля-Ленца. Согласно классическим представлениям электрическое сопротивление металлов обусловлено соударениями свободных электронов с ионами, помещающимися в узлах кристаллической решетки металла. Столкнувшись с ионом, электрон, по предположению, полностью передает приобретенную им дополнительную энергию кристаллической решетке. Сообщенная решетке энергия идет на увеличение внутренней энергии металла, проявляющееся в его нагревании.

1. 17 Лекция № 21,22 (4 часа).

Тема: «Магнитное поле»

1.17.1 Вопросы лекции:

1. Магнитное поле. Магнитная индукция. Закон Ампера.
2. Закон Био-Савара-Лапласа и его применение к расчету магнитного поля.
3. Вращающий момент, действующий на контур с током в магнитном поле. Электродвигатели и электроизмерительные приборы.
4. Действие магнитного поля на движущийся заряд. Сила Лоренца. Движение заряженной частицы в магнитном поле. Эффект Холла и его использование.
5. Закон полного тока для магнитного поля в вакууме. Магнитное поле соленоида.
6. Магнитный поток. Теорема Гаусса для магнитного поля.
7. Работа перемещения проводника и контура с током в магнитном поле.

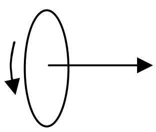
1.17.2 Краткое содержание вопросов:

Магнитное поле. Магнитная индукция. Закон Ампера

Опыт показывает, что электрические токи взаимодействуют между собой. Например, два тонких прямолинейных параллельных проводника, по которым текут токи, притягивают друг друга, если токи в них имеют одинаковое направление, и отталкивают, если токи противоположны.
Взаимодействие токов осуществляется через поле, называемое магнитным. Это название происходит от того, что, как обнаружил в 1820 г. Эрстед, поле, возбуждаемое током, оказывает ориентирующее действие на магнитную стрелку. В опыте Эрстеда проволока, по которой тек ток, была натянута над магнитной стрелкой, вращающейся на игле. При включении тока стрелка устанавливалась перпендикулярно к проволоке. Изменение направления тока заставляло стрелку повернуться в противоположную сторону.
Из опыта Эрстеда следует, что магнитное поле имеет направленный характер и должно характеризоваться векторной величиной. Эту величину принято обозначать буквой $\vec{B}$. Логично было бы по аналогии с напряженностью электрического поля $\vec{E}$ назвать $\vec{B}$ напряженностью магнитного поля. Однако по историческим причинам основную силовую характеристику магнитного поля назвали магнитной индукцией.
Магнитное поле, в отличие от электрического, не оказывает действия на покоящийся заряд. Сила возникает лишь тогда, когда заряд движется.
Проводник с током представляет собой электрически нейтральную систему зарядов, в которой заряды одного знака движутся в одну сторону, а заряды другого знака движутся в противоположную сторону (либо покоятся). Отсюда следует, что магнитное поле порождается движущимися зарядами.
Итак, движущиеся заряды (токи) изменяют свойства окружающего их пространства — создают в нем магнитное поле. Это поле проявляется в том, что на движущиеся в нем заряды (токи) действуют силы.

Опыт дает, что для магнитного поля, как и для электрического, справедлив принцип суперпозиции: поле $\vec{B}$, порождаемое несколькими движущимися зарядами (токами), равно векторной сумме полей $\vec{B}_i$, порождаемых каждым зарядом (током) в отдельности: $\vec{B} = \sum \vec{B}_i$

Магнитная индукция.



Подобно тому, как для исследования электрического поля мы использовали пробный точечный заряд, применим для исследования магнитного поля пробный ток, циркулирующий в плоском замкнутом контуре очень малых размеров. Ориентацию контура в пространстве будем характеризовать направлением нормали к контуру, связанной с направлением тока правилом правого винта (рис.). Такую нормаль мы будем называть положительной.
Внеся пробный контур в магнитное поле, мы обнаружим, что поле оказывает на контур ориентирующее действие, устанавливая его положительной нормалью в определенном направлении. Примем это направление за направление поля в данной точке. Если контур повернуть так, чтобы направления нормали и поля не совпадали, возникает вращательный момент, стремящийся вернуть контур в равновесное положение. Величина момента зависит от угла α между нормалью и направлением поля, достигая наибольшего значения M_{max} при $\alpha = \dfrac{\pi}{2}$.

Вращательный момент зависит как от свойств поля в данной точке, так и от свойств контура. Внося в одну и ту же точку разные пробные контуры, мы обнаружим, что величина M_{max} пропорциональна силе тока I в контуре и площади контура S и совершенно не зависит от формы контура. Таким образом, действие магнитного поля на плоский контур с током определяется величиной

$$p_m = IS,$$

которую называют магнитным моментом контура (аналогично вращательный момент, действующий в электрическом поле на диполь, пропорционален электрическому моменту диполя $p=ql$).

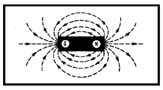
Кроме силы тока I и площади S, контур характеризуется также ориентацией в пространстве. Поэтому магнитный момент следует рассматривать как вектор, направление которого совпадает с направлением положительной нормали контура.

На пробные контуры, отличающиеся значением p_m, действуют в данной точке поля разные по величине вращательные моменты M_{max}. Однако отношение $\dfrac{M_{\max}}{p_m}$ будет для всех контуров одно и то же и может быть принято для количественной характеристики поля.

Магнитная индукция – векторная физическая величина, определяемая максимальным вращающим моментом, действующим на контур с током: $\vec{B} = \dfrac{M_{\max}}{p_m}$. Единица магнитной индукции – 1 Тесла (*Тл*).

<u>Линии магнитной индукции.</u>

Магнитное поле, по аналогии с электрическим полем, изображают с помощью линий магнитной индукции.



Линия магнитной индукции – линия, касательные к которой в каждой точке совпадают с направлением вектора $\vec{B}$.

Линии магнитной индукции всегда замкнуты и охватывают проводники с током. Этим они отличаются от линий напряженности электростатического поля, которые являются разомкнутыми (начинаются на положительных зарядах и заканчиваются на отрицательных).

На рис. изображены линии магнитной индукции полосового магнита; они выходят из северного полюса и входят в южный.

Если провод, по которому течет ток, находится в магнитном поле, на каждый из носителей тока действует сила Лоренца.

От носителя тока действие этой силы передается проводнику, по которому он перемещается.

В результате на провод с током, находящийся в магнитном поле, действует сила.

Обобщая результаты исследования действия магнитного поля на различные проводники с током, Ампер установил закон, согласно которому, сила, действующая на элемент тока Idl, находится по формуле:

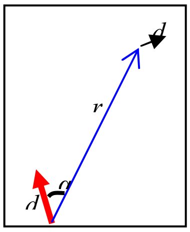
$$dF_A = IdlB\sin\alpha, \qquad (2.2а)$$

где I – сила тока, dl – элемент проводника, B – магнитная индукция, α – угол между элементом тока и вектором магнитной индукции.

Направление вектора dF_A может быть найдено по правилу левой руки: если ладонь левой руки расположить так, чтобы в нее входил вектор B, а четыре вытянутых пальца расположить по направлению тока в проводнике, то отогнутый большой палец покажет направление силы, действующей на ток.

Закон Био-Савара-Лапласа и его применение к расчету магнитного поля

Био и Савар провели в 1820 г. исследование магнитных полей, текущих по тонким проводам различной формы. Лаплас проанализировал экспериментальные данные, полученные Био и Саваром, и нашел, что магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма (суперпозиция) полей, создаваемых отдельным, элементарными участками токов. Для магнитной индукции поля, создаваемого элементом тока длины dl, Лаплас получил формулу:



$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}, \qquad (1.4а)$$

где r – радиус-вектор, проведенный от элемента тока Idl до выбранной точки; α – угол между радиус-вектором r и элементом тока Idl; μ_0=12,56·10^{-7} *Гн/м* – магнитная постоянная.

Выражение (1.4а) есть закон Био-Савара-Лапласа.

Вектор $d\vec{B}$ перпендикулярен к плоскости, проходящей через радиус-вектор и выбранную точку, в которой вычисляется поле, причем так, что направление вектора $d\vec{B}$ подчинялось правилу правого винта.

Закон Био-Савара-Лапласа можно записать и в векторной форме: $d\vec{B} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{I\left[d\vec{l}\cdot\vec{r}\right]}{r^3}$.

Закон Био-Савара-Лапласа позволяет рассчитать поля токов любой формы. Найти магнитное поле проводника с током - значит интегрировать выражение (1.4а). Расчет поля значительно упрощается, если проводник с током имеет геометрически правильную форму. Рассмотрим некоторые из них.

1. Поле прямого тока.

Пусть ток I течет по тонкому прямому проводу бесконечной длины.

Задача – определить магнитную индукцию на расстоянии l от провода.

Интегрирование (1.4а) дает следующий результат (вывод см. учебник):

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{l}. \qquad (1.5а)$$

Линии магнитной индукции поля прямого тока представляют собой систему охватывающих провод концентрических окружностей.

2. Поле в центре кругового тока.

Пусть ток I течет по тонкому проводу, имеющему форму окружности радиуса R.

Задача – определить магнитную индукцию в центре круга.

Интегрирование (1.4а) дает следующий результат (вывод см. учебник):

$$B = \frac{\mu_0}{2}\frac{I}{l}.$$

Вращающий момент, действующий на контур с током в магнитном поле. Электродвигатели и электроизмерительные приборы

Внеся пробный контур в магнитное поле, мы обнаружим, что поле оказывает на контур ориентирующее действие, устанавливая его положительной нормалью в определенном направлении. Примем это направление за направление поля в данной точке. Если контур повернуть так, чтобы направления нормали и поля не совпадали, возникает вращательный момент, стремящийся вернуть контур в равновесное положение. Величина момента зависит от угла α между нормалью и направлением поля, достигая наибольшего значения M_{max} при $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

Вращательный момент зависит как от свойств поля в данной точке, так и от свойств контура. Вносся в одну и ту же точку разные пробные контуры, мы обнаружим, что величина M_{max} пропорциональна силе тока I в контуре и площади контура S и совершенно не зависит от формы контура. Таким образом, действие магнитного поля на плоский контур с током определяется величиной

$$p_m = IS,$$

которую называют магнитным моментом контура (аналогично вращательный момент, действующий в электрическом поле на диполь, пропорционален электрическому моменту диполя $p=ql$).

Действие магнитного поля на движущийся заряд. Сила Лоренца. Движение заряженной частицы в магнитном поле. Эффект Холла и его использование.

Магнитное поле не оказывает никакого воздействия на неподвижные заряды, но действует на движущиеся заряды.

На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила Лоренца:

$$F_л = qvB\sin\alpha, \qquad (2.1а)$$

где q – заряд, v – скорость заряда, B – магнитная индукция, α – угол между вектором скорости и вектором магнитной индукции.

Направление силы Лоренца определяется с помощью правила левой руки: если ладонь левой руки расположить так, чтобы в нее входил вектор B, а четыре вытянутых пальца направить вдоль вектора v, то отогнутый большой палец покажет направление силы, действующей на положительный заряд.

На отрицательный заряд сила действует в противоположном направлении.

Силу Лоренца можно записать в векторном виде: $\vec{F}_л = q\left[\vec{v}\vec{B}\right]$

Сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости движения заряженной частицы, поэтому она изменяет только направление этой скорости, не изменяя ее модуля.

На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила Лоренца. Рассмотрим 3 случая.

1) Частица движется параллельно линиям индукции B ($\alpha=0^0$).

В этом случае сила Лоренца равна $F_л = qvB\underbrace{\sin 0^0}_{0} = 0$ нулю и частица будет двигаться по прямой линии.

2) Частица движется перпендикулярно линиям индукции B ($\alpha=90^0$).

В этом случае сила Лоренца постоянна и равна $F_л = qvB\underbrace{\sin 90^0}_{1} = qvB$. Сила Лоренца сообщает заряду перпендикулярное к скорости ускорение:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{qvB}{m}. \qquad (2.1а)$$

Это ускорение изменяет лишь направление скорости, величина же скорости остается неизменной. Следовательно, и ускорение будет постоянным по величине. При этих условиях заряженная частица движется равномерно по окружности, радиус которой определяется соотношением:

$$a = \frac{v^2}{R}.$$

Подставив сюда значение (2.1а) и решив получившееся уравнение относительно R, получим:

$$R = \frac{mv}{qB}. \qquad (2.1б)$$

Итак, в случае, когда заряженная частица движется в однородном магнитном поле, перпендикулярном к плоскости, в которой происходит движение, траектория частицы является окружностью. Радиус этой окружности зависит от скорости частицы, магнитной индукции поля, заряда частицы и ее массы.

Найдем время период обращения частицы T. Для этого разделим длину окружности $2\pi r$ на скорость частицы v. В результате получим:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi \frac{mv}{qB}}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \qquad (2.1в)$$

Из (2.1в) следует, что период обращения частицы не зависит от ее скорости, он определяется только удельным зарядом частицы и магнитной индукцией поля.

Величину q/m – называют удельным зарядом частицы.

3) Частица движется под произвольным углом к линиям магнитной индукции.

Выясним характер движения заряженной частицы в случае, когда ее скорость образует с направлением однородного магнитного поля угол, отличный от прямого. Разложим вектор v на две составляющие: $v_\perp$ — перпендикулярную к B и v_{II} — параллельную B. Модули этих составляющих равны:

$v_\perp = v\sin\alpha$, $v_{II} = v\cos\alpha$.

Магнитная сила имеет модуль

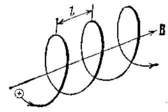
$$F = qvB\sin\alpha = qBv\sin\alpha = qBv_\perp$$

и лежит в плоскости, перпендикулярной к *B*. Создаваемое этой силой ускорение является для составляющей $v_\perp$ нормальным. Составляющая магнитной силы в направлении *B* равна нулю; поэтому повлиять на величину v_{II} эта сила не может. Таким образом, движение частицы можно представить как наложение двух движений:

1) перемещения вдоль направления B с постоянной скоростью $v_{II} = v\cos\alpha$,

2) равномерного движения по окружности в плоскости, перпендикулярной к вектору *B*.

Радиус окружности определяется формулой (2.1б) с заменой *v* и на $v_\perp = v\sin\alpha$.. Траекторией движения представляет собой винтовую линию, ось которой совпадает с направлением *B*. Шаг линии *l* можно найти, умножив v_{II} на определяемый формулой (2.1в) период обращения T:

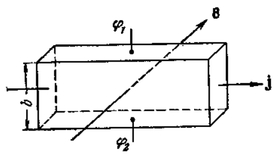


$$l = v_{II}T = v\cos\alpha\frac{2\pi m}{qB}.$$

Направление, в котором закручивается траектория, зависит от знака заряда частицы. Если заряд положителен, траектория закручивается против часовой стрелки. Траектория, по которой движется отрицательно заряженная частица, закручивается по часовой стрелке (если смотреть на траекторию вдоль направления *B*).

Эффект Холла — это возникновение в металле (или полупроводнике) с током, помещенном в магнитное поле, электрического поля в направлении, перпендикулярном $\vec{B}$ и тока.

Эффект Холла очень просто объясняется электронной теорией.



При включении магнитного поля каждый носитель оказывается под действием силы Лоренца, направленной вдоль стороны b пластинки и равной по модулю

$$F_л = qvB.$$

В результате у электронов появляется составляющая скорости, направленная к верхней (на рисунке) грани пластинки. У этой грани образуется избыток отрицательных, соответственно у нижней грани — избыток положительных зарядов. Следовательно, возникает поперечное электрическое поле $E_в$. Когда напряженность этого поля достигает такого значения, что его действие на заряды будет уравновешивать силу Лоренца, установится стационарное распределение зарядов в поперечном направлении.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме. Магнитное поле соленоида

Пусть существует магнитное поле. Выберем в нем замкнутый контур произвольной формы (Не путать с контуром тока. В данном случае речь идет о контуре абстрактном – замкнутой линии).

Циркуляцией вектора $\vec{B}$ называют интеграл вида: $\oint_L \vec{B}d\vec{l}$.

Интеграл берется по замкнутому контуру *L*.

Можно доказать, что справедливо следующее соотношение:

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0\sum I_i \qquad (1.7а)$$

Выражение (1.7а) называют законом полного тока (теорема о циркуляции $\vec{B}$): «циркуляция вектора $\vec{B}$ по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром».

<u>Поле соленоида.</u>

Соленоид – это катушка провода, навитый на каркас.

Рассмотрим соленоид длиной *l* и числом витков *N*, по которому течет ток *I*. При этом длина соленоида много больше его диаметра. В этом случае магнитное поле снаружи соленоида будет пренебрежимо мало, а внутри оно будет однородным.

Выберем контур.

Посчитаем циркуляцию: $\oint_L \vec{B}\,d\vec{l} = B\cdot l$.

Приравняем циркуляцию к охватываемому току: $B\cdot l = \mu_0 NI$.

Выражаем B: $B = \dfrac{\mu_0 IN}{l}$.

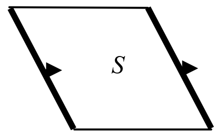
Магнитный поток. Теорема Гаусса для магнитного поля

Отсутствие в природе магнитных зарядов приводит к тому, что линии вектора *B* не имеют ни начала, ни конца. Поэтому поток вектора $\vec{B}$ через замкнутую поверхность должен быть равен нулю. Таким образом, для любого магнитного поля и произвольной замкнутой поверхности имеет место условие

$$\oint \vec{B}d\vec{S} = 0 .$$

Эта формула выражает теорему Гаусса для вектора магнитной индукции: «поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю».

Работа перемещения проводника и контура с током в магнитном поле

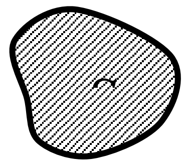


На проводник с током в магнитном поле действуют силы, определяемые законом Ампера.

Пусть проводник с током перемещается в магнитном поле. В этом случае работу можно вычислить по формуле:

$$\delta A = Id\Phi ,$$

где $d\Phi = BdS$ - магнитный поток. Работа по перемещению проводника с током равна произведению силы тока на магнитный поток, пересеченный (заметаемый) движущимся проводником.



Если в магнитном поле перемещается замкнутый контур с током, работа вычисляется по формуле:

$$\delta A = Id\Phi$$

Здесь $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ - изменение магнитного потока, сцепленного с контуром.

1. 18 Лекция № 23 (2 часа).

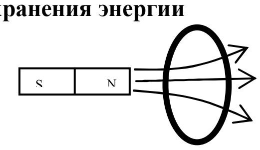
Тема: «Электромагнитная индукция»

1.18.1 Вопросы лекции:

1. Закон Фарадея. Правило Ленца. Вывод закона электромагнитной индукции из закона сохранения энергии.
2. Природа э.д.с. индукции в витке, вращающемся в магнитном поле. Принцип работы генератора переменного тока.
3. Индуктивность. Закон Фарадея и правило Ленца для самоиндукции.
4. Энергия контура с током. Энергия магнитного поля.
5. Взаимная индуктивность. Физические основы работы трансформатора.

1.18.2 Краткое содержание вопросов:

Закон Фарадея. Правило Ленца. Вывод закона электромагнитной индукции из закона сохранения энергии



В 1831 г. Фарадей обнаружил, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции через поверхность, ограниченную этим контуром, возникает электрический ток. Это явление называют электромагнитной индукцией, а возникающий ток индукционным.

Опытным путем было установлено, что значение индукционного тока совершенно не зависит от способа изменения потока магнитной индукции, а определяется лишь скоростью его изменения.

Индукционный ток всегда имеет определенное направление, которое можно определить по правилу Ленца.

Правило Ленца: индукционный ток в контуре имеет всегда такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшего этот индукционный ток.

Явление электромагнитной индукции свидетельствует о том, что при изменениях магнитного потока в контуре возникает электродвижущая сила индукции ε_i.

Величина ε_i не зависит от способа, которым осуществляется изменение магнитного потока *Φ*, и определяется лишь скоростью изменения *Φ*, т. е. значением $\frac{d\Phi}{dt}$.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (1.2a)$$

Выражение (1.2а) есть закон электромагнитной индукции или закон Фарадея.

Знак минус в формуле отражает правило Ленца.

<u>Вращение рамки в однородном магнитном поле.</u>

Явление электромагнитной индукции применяется для преобразования механической энергии в энергию электрического тока. Для этой цели используются генераторы, принцип действия которых можно рассмотреть на примере плоской рамки, вращающейся в однородном магнитном поле.

Предположим, что рамка вращается в однородном магнитном поле (*B=const*) равномерно с угловой скоростью *ω=const*. Магнитный поток через рамку площадью *S*, в любой момент времени равен:

$$\Phi = BS\cos\alpha$$

Угол поворота рамки: $\alpha = \omega t$

$$\Phi = BS\cos\omega t$$

При вращении рамки в ней будет возникать переменная э. д. с. индукции:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(BS\cos\omega t)}{dt} = -\frac{BSd(\cos\omega t)}{dt} =$$

$$= -BS\frac{d(\cos\omega t)}{dt} = -BS(-\sin\omega t) = BS\sin\omega t$$

Если ввести обозначение $\varepsilon_{i\max} = BS$, то

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i\max}\sin\omega t$$

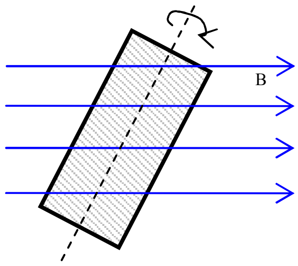
Таким образом, если в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка, то в ней возникает переменная э. д. с, изменяющаяся по гармоническому закону.

Природа э.д.с. индукции в витке, вращающемся в магнитном поле. Принцип работы генератора переменного тока

Возникновение индукционного тока можно объяснить появлением в контуре вихревого электрического поля.

Максвелл предположил, что изменяющееся со временем магнитное поле обусловливает появление в пространстве вихревого электрического поля, независимо от присутствия в этом пространстве проволочного контура. Наличие контура лишь позволяет обнаружить по возникновению в нем индукционного тока существование в соответствующих точках пространства электрического поля.

Явление электромагнитной индукции применяется для преобразования механической энергии в энергию электрического тока. Для этой цели используются генераторы, принцип действия которых можно рассмотреть на примере плоской рамки, вращающейся в однородном магнитном поле.



Предположим, что рамка вращается в однородном магнитном поле (B=*const*) равномерно с угловой скоростью ω=*const*. Магнитный поток через рамку площадью S, в любой момент времени равен:

$$\Phi = BS\cos\alpha$$

Угол поворота рамки: $\alpha = \omega t$

$$\Phi = BS\cos\omega t$$

При вращении рамки в ней будет возникать переменная э. д. с. индукции:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(BS\cos\omega t)}{dt} = -\frac{BSd(\cos\omega t)}{dt} =$$

$$= -BS\frac{d(\cos\omega t)}{dt} = -BS(-\sin\omega t) = BS\sin\omega t$$

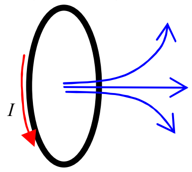
Если ввести обозначение $\varepsilon_{i\max} = BS$, то

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i\max}\sin\omega t$$

Таким образом, если в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка, то в ней возникает переменная э. д. с, изменяющаяся по гармоническому закону

Индуктивность. Закон Фарадея и правило Ленца для самоиндукции

Электрический ток I, текущий в замкнутом контуре, создает вокруг себя магнитное поле. Раз есть поле, значит, есть и магнитный поток через данный контур Φ. То есть, контур с током I сам для себя создает поток Φ.



При изменении тока в контуре I изменяется и поток через контур Φ, а если меняется поток, то в соответствии с законом (1.2а) в контуре должна индуцироваться э.д.с. – возникает самоиндукция.

Самоиндукция – возникновение в замкнутом контуре э.д.с при изменении в нем силы тока.

В соответствии с законом Био-Савара-Лапласа магнитная индукция B пропорциональна силе тока, вызвавшего поле. Отсюда вытекает, что ток в контуре I и создаваемый им магнитный поток через контур Φ пропорциональны друг другу:

$$\Phi = LI$$

Коэффициент пропорциональности L между силой тока и магнитным потоком называется индуктивностью контура.

За единицу индуктивности в СИ принимается индуктивность такого проводника, у которого при силе тока в нем в *1 А* возникает сцепленный с ним магнитный поток Φ, равный 1 Вб. Эту единицу называют генри (Гн).

Индуктивность L зависит от геометрии контура (т. е. его формы и размеров), а также от магнитных свойств окружающей контур среды. Если контур жесткий и поблизости от него нет ферромагнетиков, индуктивность L является постоянной величиной.

Запишем закон Фарадея для самоиндукции:

$$\varepsilon_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L\frac{dI}{dt}$$

Вычислим индуктивность соленоида.

Поле внутри соленоида: $B = \dfrac{\mu_0\mu IN}{l}$.

Магнитный поток через один виток: $\Phi_0 = BS$, через N витков – $\Phi = N\Phi_0 = NBS$

$$\varPhi = NBS = N\frac{\mu\mu_0 NI}{l}S = \frac{\mu\mu_0 N^2 I}{l}S = \frac{\mu\mu_0 N^2 S}{l}I$$

Отсюда следует, что индуктивность соленоида равна:

$$L = \frac{\mu\mu_0 N^2 S}{l}$$

Энергия контура с током. Энергия магнитного поля

Проводник, по которому протекает электрический ток, всегда окружен магнитным полем, причем магнитное поле появляется и исчезает вместе с появлением и исчезновением тока. Магнитное поле, подобно электрическому, является носителем энергии. Естественно предположить, что энергия магнитного поля равна работе, которая затрачивается током на создание этого поля.

Рассмотрим контур индуктивностью L, по которому течет ток I. С данным контуром сцеплен магнитный поток

$$\varPhi = LI$$

Для изменения магнитного потока на величину dΦ необходимо совершить работу

dA = IdΦ =LIdI

Тогда работа по созданию магнитного потока Φ будет равна

$$A = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2}$$

Следовательно, энергия магнитного поля, связанного с контуром, равна

$$W_м = \frac{LI^2}{2}$$

Рассмотрим поле соленоида. Магнитное поле соленоида однородно и сосредоточено внутри него.

Вычислим энергию соленоида:

$$W_м = \frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{\mu\mu_0 N^2 S}{l}I^2 = \frac{1}{2}\frac{\mu\mu_0 N^2 lS}{l^2}I^2 = \frac{\mu\mu_0}{2}\underbrace{\frac{N^2 I^2}{l^2}}_{\frac{B^2}{(\mu\mu_0)^2}}Sl = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}\underbrace{Sl}_{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}V$$

V=Sl – объем соленоида.

Так как, $H = \dfrac{B}{\mu\mu_0}$, то $W_м = \dfrac{\mu\mu_0 H^2}{2}V$

Найдем плотность энергии магнитного поля:

$$\omega_м = \frac{W_м}{V} = \frac{\frac{\mu\mu_0 H^2}{2}V}{V}$$

$$\omega_м = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

Зная плотность энергии поля в каждой точке, можно найти энергию поля, заключенную в любом объеме V.

Взаимная индуктивность. Физические основы работы трансформатора

Рассмотрим два неподвижных контура 1 и 2, расположенные близко друг к другу. Если в контуре 1 течет ток силы I_1 и он создает через контур 2 пропорциональный I_1 магнитный поток

$$\varPhi_2 = L_{21}I_1$$

При изменениях тока I_1, в контуре 2 индуцируется э. д. с.

$$\varepsilon_{i2} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt}$$

Аналогично, при протекании в контуре 2 тока силы I_2 возникает сцепленный с контуром 1 поток

$$\varPhi_1 = L_{12}I_2$$

При изменениях тока I_2 в контуре 1 индуцируется э. д. с.

$$\varepsilon_{i1} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt}$$

Контуры 1 и 2 называются связанными, а явление возникновения э. д. с в одном из контуров при изменениях силы тока в другом называется взаимной индукцией.

Коэффициенты пропорциональности L_{12} и L_{21} называются взаимной индуктивностью контуров. Соответствующий расчет дает, что в отсутствие ферромагнетиков эти коэффициенты всегда равны друг другу:

$$L_{12} = L_{21}$$

Их величина зависит от формы, размеров и взаимного расположения контуров, а также от магнитной проницаемости окружающей контуры среды. Измеряется L_{12} в тех же единицах, что и индуктивность.
На принципе взаимной индуктивности основана работа трансформаторов.

1. 19 Лекция № 24 (2 часа).

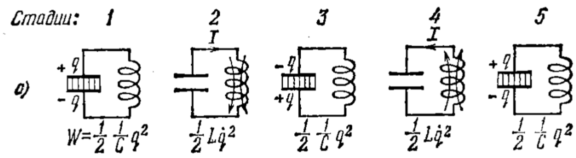
Тема: «Электромагнитные колебания»

1.19.1 Вопросы лекции:

1. Электрический колебательный контур. Уравнение электромагнитных колебаний в дифференциальной форме. Формула Томсона.
2. Дифференциальное уравнение затухающих колебаний и его решение.
3. Дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний и его решение. Амплитуда и фаза вынужденных колебаний. Электрический резонанс.

1.19.2 Краткое содержание вопросов:

Электрический колебательный контур. Уравнение электромагнитных колебаний в дифференциальной форме. Формула Томсона



Колебательный контур – цепь, состоящая из конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L. В колебательном контуре могут происходить электромагнитные колебания.
Колебания в контуре можно вызвать, либо сообщив обкладкам конденсатора некоторый начальный заряд. Присоединим отключенный от индуктивности конденсатор к источнику напряжения. Это приведет к возникновению на обкладках разноименных зарядов +q и —q (стадия 1). Между обкладками возникнет электрическое поле, энергия которого равна $\frac{q^2}{2C}$. Если затем отключить источник напряжения и замкнуть конденсатор на индуктивность, емкость начнет разряжаться и в контуре потечет ток. В результате энергия электрического поля будет уменьшаться, но зато возникнет все возрастающая энергия магнитного поля, обусловленного током, текущим через индуктивность. Эта энергия равна $\frac{LI^2}{2}$.
Когда напряжение на конденсаторе, а следовательно, и энергия электрического поля обращаются в нуль, энергия магнитного поля, а значит, и ток достигают наибольшего значения (стадия 2; начиная с этого момента ток течет за счет э. д. с. самоиндукции). В дальнейшем ток уменьшается, и, когда заряды на обкладках достигнут первоначального значения q, сила тока станет равной нулю (стадия 3). Затем те же процессы протекают в обратном направлении (стадии 4 и 5), после чего система приходит в исходное состояние (стадия 5) и весь цикл повторяется снова и снова. В ходе процесса периодически изменяются (т. е. колеблются) заряд на обкладках, напряжение на конденсаторе и сила тока, текущего через индуктивность. Колебания сопровождаются взаимными превращениями энергий электрического и магнитного полей.
В колебательном контуре без омического сопротивления будут происходить колебания, описываемые дифференциальным уравнением:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{1}{LC}q=0$$

Если ввести обозначение $\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}$ то уравнение примет вид:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega_0^2q=0$$

Решением этого уравнения является функция:

$$q=q_{max}\sin(\omega_0t+\varphi_0)$$

Таким образом, заряд на обкладках конденсатора изменяется по гармоническому закону с частотойω_0. Эта частота называется собственной частотой контура (она соответствует собственной частоте гармонического осциллятора). Для периода колебаний получается так называемая формула Томсона:

$$T=2\pi\sqrt{LC}$$

Напряжение на конденсаторе равно:
$U=\frac{q}{C}=\frac{q_{max}}{C}\sin(\omega_0t+\varphi_0)=U_{max}\sin(\omega_0t+\varphi_0)$
Теперь определим силу тока. Для этого найдем производную заряда:
$i=\frac{dq}{dt}=\omega_0^2q_{max}\cos(\omega_0t+\varphi_0)=i_{max}\cos(\omega_0t+\varphi_0)$
Таким образом, сила тока опережает по фазе напряжение на конденсаторе на $\pi/2$.

Сопоставление формул показывает, что в момент, когда ток достигает наибольшего значения, заряд и напряжение обращаются в нуль, и наоборот. Это соотношение между зарядом и током мы уже установили ранее, основываясь на энергетических соображениях.

Дифференциальное уравнение затухающих колебаний и его решение

Всякий реальный контур обладает активным сопротивлением. Энергия, запасенная в контуре, постепенно расходуется в этом сопротивлении на нагревание, вследствие чего свободные колебания затухают.

Дифференциальное уравнение затухающих колебаний: $\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{dq}{dt}+\frac{1}{LC}q=0$

Введя обозначение $\beta=\frac{R}{2L}$ можно записать:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+2\beta\frac{dq}{dt}+\omega_0^2q=0$$

Решением этого уравнения является функция:

$$q=q_0e^{-\beta t}\sin(\omega t+\varphi_0)$$

Частота затухающих колебаний:

$$\omega=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}$$

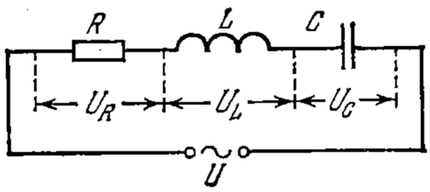
Таким образом, частота затухающих колебаний ω меньше собственной частоты ω_0.

Затухание колебаний принято характеризовать логарифмическим декрементом затухания:

$$\lambda=\beta T$$

Дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний и его решение. Амплитуда и фаза вынужденных колебаний. Электрический резонанс

Чтобы вызвать вынужденные колебания, нужно оказывать на систему внешнее периодически изменяющееся воздействие. В случае электрических колебаний это можно осуществить, если включить последовательно с элементами контура переменную э. д. с. или, разорвав контур, подать на образовавшиеся контакты переменное напряжение



$$U=U_0\cos\omega t$$

Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+2\beta\frac{dq}{dt}+\omega_0^2q=U_0\cos\omega t$$

Частота вынужденных колебаний равна частоте внешнего напряжения ω.

Амплитуда вынужденных колебаний очень чувствительна к соотношению частоты собственных колебаний контура ω_0 и частоты внешнего напряжения ω. При приближении ω к ω_0 возникает резонанс – резкое возрастание амплитуды колебаний (заряда, напряжения, силы тока).

Резонансная частота:

$$\omega_p=\sqrt{\omega_0^2-2\beta^2}$$

1. 20 Лекция № 25 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные волны»

1.20.1 Вопросы лекции:

1. Вихревое электрическое поле. Основы теории Максвелла для электромагнитного поля. Ток смещения.
2. Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в интегральной форме.
3. Излучение и прием электромагнитных волн. Скорость волны.
4. Плотность энергии электромагнитного поля. Вектор Умова.

1.20.2 Краткое содержание вопросов:

Вихревое электрическое поле. Основы теории Максвелла для электромагнитного поля. Ток смещения.

Рассмотрим случай электромагнитной индукции, когда проволочный контур, в котором индуцируется ток, неподвижен, а изменения магнитного потока обусловлены изменениями магнитного поля. Возникновение индукционного тока можно объяснить появлением в контуре вихревого электрического поля.

Максвелл предположил, что изменяющееся со временем магнитное поле обусловливает появление в пространстве вихревого электрического поля, независимо от присутствия в этом пространстве проволочного контура. Наличие контура лишь позволяет обнаружить по возникновению в нем индукционного тока существование в соответствующих точках пространства электрического поля.

Итак, согласно идее Максвелла изменяющееся со временем магнитное поле порождает вихревое электрическое поле. Это поле существенно отличается от порождаемого неподвижными зарядами электростатического поля. Электростатическое поле потенциально, его линии напряженности начинаются и заканчиваются на зарядах. Линии напряженности вихревого поля всегда замкнуты подобно линиям индукции магнитного поля. Вихревое электрическое поле порождается только изменяющимся магнитным полем.

Таким образом, электрическое поле может быть как потенциальным, так и вихревым.

Существование взаимосвязи между электрическим и магнитным полями служит причиной того, что раздельное рассмотрение электрического и магнитного полей имеет лишь относительный смысл.

Изменяющееся магнитное поле порождает вихревое электрическое поле. Максвелл предположил, что изменяющееся во времени электрическое поле подобно токам порождает магнитное поле.

Величину $\vec{j}_{смеш} = \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ Максвелл назвал током смещения. Здесь $\vec{D}$ - вектор электрического смещения.

Таким образом, магнитное поле порождается не только током проводимости, но и током смещения. Подчеркнем, что ток смещения это изменяющееся во времени электрическое поле и из всех свойств, присущих обычным токам, ток смещения обладает лишь одним свойством – способность создавать магнитное поле.

<u>Уравнения Максвелла. Электромагнитное поле.</u>

Открытие тока смещения позволило Максвеллу создать единую теорию электрических и магнитных явлений. Эта теория объяснила все известные в то время экспериментальные факты и предсказала ряд новых явлений, существование которых подтвердилось впоследствии. Основным следствием теории Максвелла был вывод о существовании электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью света. Теоретическое исследование свойств этих волн привело Максвелла к созданию электромагнитной теории света. Основу теории образуют уравнения Максвелла. В учении об электромагнетизме эти уравнения играют такую же роль, как законы Ньютона в механике или основные законы (начала) в термодинамике.

Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в интегральной форме (в интегральной форме)

1 $\oint \vec{E}d\vec{l} = -\int_S \dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$ (закон э/м индукции)

2 $\oint \vec{D}d\vec{S} = \int_V \rho dV$ (теорема Остроградского-Гаусса)

3 $\oint \vec{H}d\vec{l} = \int_S \left(j + \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$ (закон Био-Савара-Лапласа)

4 $\oint \vec{B}d\vec{S} = 0$ (отсутствие магнитных зарядов в природе)

Эти уравнения можно дополнить следующими выражениями:

$$D = \varepsilon\varepsilon_0 E$$

$$B = \mu\mu_0 H$$

$$\vec{j} = \gamma\vec{E}$$

В уравнениях Максвелла видна неразрывная связь между электрическими и магнитными полями. Существует единое электромагнитное поле, которое проявляет себя в определенных случаях как электрическое или как магнитное поля.

Излучение и прием электромагнитных волн. Скорость волны

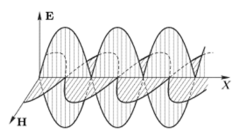
Из уравнений Максвелла следует, что электромагнитное поле может существовать в виде волн, скорость которых определяется по формуле:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$$

В вакууме (т. е. при ε=1, μ=1) скорость электромагнитных волн совпадает со скоростью света в пустоте с.

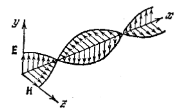
Длина волны и ее частота связаны выражением:

$$\lambda\nu = c$$



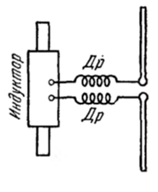
В электромагнитной волне колеблются векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$. Причем колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят с одинаковой фазой.

Из рисунка видно, что векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему. В фиксированной точке пространства векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ изменяются со временем по гармоническому закону. Они одновременно увеличиваются от нуля, затем через четверть периода достигают наибольшего значения, причем, если $\vec{E}$ направлен вверх, то $\vec{H}$ направлен вправо (смотрим вдоль направления, по которому



распространяется волна). Еще через 1/4 периода оба вектора одновременно обращаются в нуль. Затем опять достигают наибольшего значения, но на этот раз $\vec{E}$ направлен вниз, а $\vec{H}$ влево. И, наконец, по завершении периода колебания векторы снова обращаются в нуль. Такие изменения векторов $\vec{H}$ и $\vec{H}$ происходят во всех точках пространства, но со сдвигом по фазе, определяемым расстоянием между точками, отсчитанным вдоль оси x.

Первые опыты с несветовыми электромагнитными волнами были осуществлены Г. Герцем в 1888 г. Для получения волн Герц применил изобретенный им вибратор, состоящий из двух стержней, разделенных искровым промежутком. При подаче на вибратор высокого напряжения от индукционной катушки в промежутке проскакивала искра. Она закорачивала промежуток, и в вибраторе возникали затухающие электрические колебания. За время горения искры успевало совершиться большое число колебаний, порождавших цуг электромагнитных волн, длина которых приблизительно в два раза превышала длину вибратора. Помещая вибраторы разной длины в фокусе вогнутого параболического зеркала, Герц получал направленные плоские волны, длина которых составляла от 0,6 м до 10 м.



В 1896 г. А. С. Попов впервые осуществил с помощью электромагнитных волн передачу сообщения на расстояние около 250 м (были переданы слова «Генрих Герц»). Тем самым было положено основание радиотехнике.

Плотность энергии электромагнитного поля. Вектор Умова

Электромагнитные волны переносят энергию. Для того чтобы иметь количественное представление о потоке энергии в пространстве вводится понятие плотности потока энергии. Плотность потока энергии показывает, сколько энергии переноситься через перпендикулярную потоку единичную площадку за единицу времени:

$$S = \frac{W}{St}$$

Вообще говоря, плотность потока энергии величина векторная. Ее направление совпадает с направлением потока энергии в пространстве.

Вектор $\vec{S}$ - называют вектором Умова-Пойтинга.

В случае электромагнитной волны вектор плотности потока электромагнитной энергии можно представить как векторное произведение E и H:

$$\vec{S} = \left[\vec{E}\vec{H}\right]$$

Векторы E и H взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему.

1. 21 Лекция № 26 (2 часа).

Тема: «Интерференция света»

1.21.1 Вопросы лекции:

1. Волновая природа света. Принцип Гюйгенса.
2. Интерференция света. Условия максимума и минимума освещенности. Когерентность источников света.
3. Методы наблюдения интерференции. Интерференция в тонких пленках. Кольца Ньютона
4. Применение интерференции

1.21.2 Краткое содержание вопросов:

Волновая природа света. Принцип Гюйгенса

В 17 веке Гюйгенс создал волновую теорию света. Согласно волновой теории, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде - эфире.

Волновая теория основывается на *принципе Гюйгенса*: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн даст положение волнового фронта в следующий момент времени.

Волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени.

Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления.

Развитие электродинамики Максвеллом показало, что свет по своей природе является электромагнитной волной.

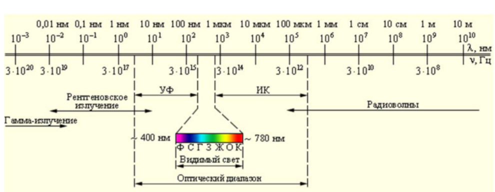
В оптике под светом понимают не только видимый свет, но и примыкающие к нему широкие диапазоны спектра электромагнитного излучения – *инфракрасный* ИК и *ультрафиолетовый* УФ.

Для измерения длин волн в оптическом диапазоне используются единицы длины 1 нанометр (нм) и 1 микрометр (мкм):

1 нм = 10^{-9} м.

Самая короткая длина волны видимого света принадлежит фиолетовому цвету (400нм), а самая длинная – красному (750нм).

В вакууме свет распространяется со скоростью $c = 3 \cdot 10^8 \, м/c$.



Длина волны связана с частотой простым выражением: $\lambda\nu = c$.

Интерференция света. Условия максимума и минимума освещенности. Когерентность источников света

В электромагнитной волне колеблются вектора напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}$ и вектор магнитной индукции магнитного поля $\boldsymbol{B}$. Опыт показывает, что в основном действие света определяется вектором напряженности электрического поля E.

При наложении световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света.

Чтобы усиление или ослабление света было стабильным необходимо, чтобы разность фаз колебаний была постоянна во времени. Волны, поддерживающие постоянную разность фаз в точке сложения, называются *когерентными*.

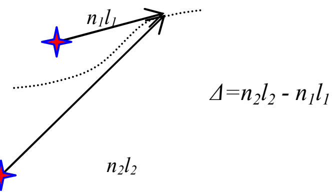
Обычные источники света не являются когерентными.

Особенно отчетливо проявляется интерференция в том случае, когда интенсивность обеих интерферирующих волн одинакова $I_1=I_2=I_0$. Тогда в максимумах $I=4I_0$, в минимумах же $I=0$. Для некогерентных волн при том же условии получается всюду одинаковая интенсивность $I=2I_0$.

Интерференция света – это усиление или ослабление света при наложении когерентных световых волн.

Когерентные волны – волны, поддерживающие постоянную разность фаз в точке сложения.

<u>Условия максимума и минимума.</u>



Теперь посмотрим, как можно узнать, где свет будет усиливаться, а где ослабляться.

Рассмотрим два источника монохроматических волн.

Свет с определенной длиной волны (постоянной) называется монохроматическим (одноцветным).

Произведение геометрической длины пути l световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды n называется оптической длиной пути nl , а разность оптических длин проходимых волнами путей — называется оптической разностью хода Δ.

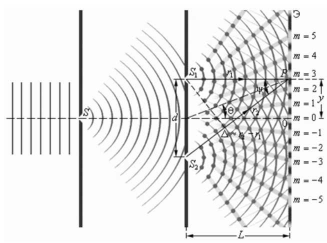
$\Delta=n_2l_2 - n_1l_1$ – оптическая разность хода.

1. Условие максимума.
   Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн
   $\Delta = m\lambda \qquad (m = 0, \pm1, \pm2, ...)$
   то в точке сложения произойдет усиление света. Это условие интерференционного максимума.
2. Условие минимума.
   Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн *плюс половина волны*
   $\Delta = m\lambda + \lambda / 2 \qquad (m = 0, \pm1, \pm2, ...)$
   то в точке сложения произойдет ослабление света. Это условие интерференционного минимума

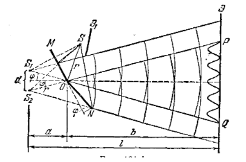
Методы наблюдения интерференции.

Для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел.

1. Метод Юнга.
   Источником света служит ярко освещенная щель S, от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и параллельные щели S_2. Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.
   Интерференционная картина наблюдается на экране, расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1, и S_2. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.



2. Зеркала Френеля.
   Два плоских зеркала, расположены относительно друг друга под небольшим углом. На расстоянии r от линии пересечения зеркал параллельно ей находится прямолинейный источник света S. Световые пучки, отразившись от зеркал, являются мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и их световые пучки интерферируют в области взаимного перекрытия. От прямого попадания света на экран предохраняет заслонка.



3. Бипризма Френеля.
   Она состоит из двух одинаковых с общей гранью призм с малыми преломляющими углами. Свет от прямолинейного источника S преломляется в обеих призмах, в результате чего образуются две когерентные цилиндрические волны, исходящих из мнимых источников S_1 и S_2 . На поверхности экрана в некоторой его части происходит наложение этих волн и наблюдается интерференция.

Интерференция света в тонких пленках.

При падении световой волны на тонкую прозрачную пластинку (или пленку) происходит отражение от обеих поверхностей пластинки. В результате возникают две световые волны, которые при определенных условиях могут интерферировать.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку падает плоская световая волна (параллельный пучок света). В результате отражений от поверхностей пластинки, часть света возвращается в исходную среду. Отраженные лучи *1* и *2* когерентны. Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки *O* до точки *P*

$$\Delta' = n(OC + CB) - OA$$

Согласно рис. $OC = CB = d/\cos\theta_2$, $OA = OB\sin\theta_1 = 2d\,\mathrm{tg}\,\theta_2\sin\theta_1$. Учитывая закон преломления $\sin\theta_1 = n\sin\theta_2$, получим

$$\Delta' = 2dn\cos\theta_2 = 2dn\sqrt{1-\sin^2\theta_2} = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\theta_1}$$

При вычислении разности колебаний в лучах *1* и *2* нужно, кроме оптической разности хода Δ′, учесть возможность изменения фазы волны при отражении. В точке *O* отражение происходит от оптически более плотной среды. Поэтому фаза отраженной волны изменяется на π (для определенности считаем, что происходит потеря полуволны). В точке *C* отражение происходит от оптически менее плотной среды, так что скачка фазы не происходит. С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}$$

Рассмотрим некоторые следствия.

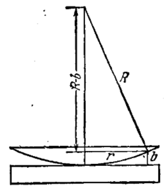
1. лучи света падающие под определенным углом на пленку образуют полосы равного наклона ($\theta - перем, \quad d - пост.$).
2. лучи света отраженные от участков пленки одинаковой толщины образуют полосы равной толщины ($d - перем, \quad \theta - пост.$).

В результате интерференции света в пленке мыльного пузыря или в масляной пленке на воде наблюдаются разноцветные линии. Цветные линии соответствуют усилению света определенной волны (красный, зеленый, голубой и т.д.) в пленке при условии равной толщины или равного наклона.

Кольца Ньютона.

Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона. Они наблюдаются при отражении света от соприкасающихся друг с другом толстой плоскопараллельной стеклянной пластинки и плоско-выпуклой линзы с большим радиусом кривизны. Роль тонкой пленки, от поверхностей которой отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор между пластинками и линзой (вследствие большой толщины пластинки и линзы, отраженные от других поверхностей лучи в образовании интерференционной картины не участвуют). При нормальном падении света полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей, при наклонном падении – эллипсов. Найдем радиусы колец Ньютона, получающихся при падении света по нормали к пластинке. Из рис. следует, что

$$R^2 = (R-d)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rd + r^2,$$



где R – радиус кривизны линзы, r – радиус окружности, которой соответствует зазор толщины d. Таким образом,

$$d = r^2/2R.$$

С учетом потери полуволны, возникающей при отражении от пластинки, оптическая разность хода лучей $1'$ и $1''$ равна

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Используя условия максимума и минимума, получим выражения для радиусов m-го светлого и m-го темного кольца соответственно

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, ...),$$

$$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, ...).$$

Применение интерференции.

Просветление оптики.

Явление интерференции применяется для улучшения качества оптических приборов и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением ≈4 % падающего потока (при показателе преломления стекла ≈1,5). Так как современные объективы состоят из большого количества линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Для устранения этого и других недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*. Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух–пленка и пленка–стекло возникает интерференция отраженных лучей. Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n подбираются так, чтобы отраженные волны гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода равна $(m+1/2)\lambda_0$. Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если $n = \sqrt{n_c}$. Так как $n_c > n > 1$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях; следовательно, условие минимума (свет падает нормально)

$$2nd = (m+1/2)\lambda_0.$$

Обычно принимают $m = 0$, тогда

$$nd = \lambda_0/4 \qquad d = \frac{\lambda}{4n}.$$

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно (показатель преломления зависит от длины волны), то это делается для цвета с $\lambda_0 \approx 0.55$ мкм (к нему наиболее чувствителен глаз). Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

Интерференционные светофильтры.

Многолучевую интерференцию можно осуществить в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но одинаковой оптической толщиной, равной $\lambda_0/4$). При прохождении света возникает большое число отраженных интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пленок $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т.е. коэффициент отражения возрастает. Подобные отражатели применяются в лазерной технике, а также используются для создания интерференционных светофильтров.

Интерферометры.

Явление интерференции применяется в очень точных измерительных приборах – интерферометрах.

Применение интерферометров весьма многообразно. Они применяются для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин, измерения углов, определения качества оптических деталей, исследования быстропротекающих процессов и др.

1. 22 Лекция № 27,28 (4 часа).

Тема: «Дифракция света»

1.22.1 Вопросы лекции:

1. Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Метод зон Френеля. Дифракция Френеля от простейших препятствий
3. Дифракция Френеля от круглого диска и круглого отверстия.
4. Дифракция Фраунгофера от одной щели. Дифракционная решетка
5. Дифракция рентгеновских лучей. Разрешающая способность объектива

1.22.2 Краткое содержание вопросов:

Дифракция света.

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшое отверстие в экранах и т.д. Проникновение световых волн в область геометрической тени может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса.

Различают два вида дифракции.

1. дифракция Фраунгофера или дифракция в параллельных лучах,
2. дифракция Френеля.

Принципиально дифракция Фраунгофера не отличается от дифракции Френеля.

Принцип Гюйгенса — Френеля.

Явление дифракции качественно объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Однако этот принцип не дает сведений об амплитуде, а следовательно и об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях. Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства. Развитый таким способом принцип Гюйгенса получил название принципа Гюйгенса — Френеля.

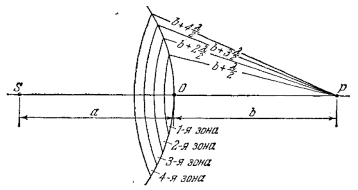
Итак, получается следующая схема:

Принцип Гюйгенса + вторичные волны интерферируют = принцип Гюйгенса – Френеля.

Метод зон Френеля.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в принципе найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства и решить задачу о распространении света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий. Однако ряд задач можно решить, применив чрезвычайно наглядный прием, заменяющий сложные вычисления. Метод этот получил название метода *зон Френеля*.

Суть метода разберем на примере точечного источника света *S*. Волновые поверхности представляют собой в этом случае концентрические сферы с центром в *S*. Разобьем изображенную на рисунке волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки *P* отличаются на $\lambda/2$. Обладающие таким свойством зоны называются *зонами Френеля*. Из рис. видно, что расстояние b_m от внешнего края – *m*-й зоны до точки *P* равно



$$b_m = b + m\frac{\lambda}{2} ,$$

где *b* – расстояние от вершины волновой поверхности *O* до точки *P*.

Колебания, приходящие в точку *P* от аналогичных точек двух соседних зон (например, точек, лежащих в середине зон или у внешних краев зон), находятся в противофазе. Поэтому колебания от соседних зон будут взаимно ослаблять друг друга и амплитуда результирующего светового колебания в точке *P*

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots , \quad (1)$$

где E_1, E_2, … – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й и т. д. зонами.

Расчеты показывают, что при не слишком больших *m* площади зон Френеля примерно одинаковы. Согласно предположению Френеля, действие отдельных зон в точке *P* тем меньше, чем больше угол φ_m между нормалью *n* к поверхности зоны и направлением на *P*, т.е. действие зон постепенно убывает от центральной к периферийным. Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки *P* уменьшается с ростом *m* и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки *P*. Таким образом, амплитуды колебаний образуют монотонно убывающую последовательность

$$E_1 > E_2 > E_3 > E_4 > \dots .$$

Общее число зон Френеля, умещающихся на полусфере, очень велико; например, при $a = b = 10\,см$ и $\lambda = 500\,нм$ число зон достигает ~10^6. Это означает, что амплитуда убывает очень медленно и поэтому можно приближенно считать

$$E_m = \frac{E_{m-1} + E_{m+1}}{2} . \quad (2)$$

Тогда выражение (1) после перегруппировки суммируется

$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \ldots \approx \frac{E_1}{2},$$

так как выражения в скобках, согласно (2), равны нулю, а вклад последнего слагаемого ничтожно мал. Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке *P* определяется половинным действием центральной зоны Френеля.

При не слишком больших *m* радиус внешней границы *m*-й зоны можно рассчитать по формуле:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}\ .$$

При $a = b = 10 см$ и $\lambda = 500 нм$ радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0{,}16$ мм. Следовательно, распространение света от *S* к *P* происходит так, как если бы световой поток шел внутри очень узкого канала вдоль *SP*, т.е. прямолинейно.

Дифракция Френеля от простейших преград

Рассмотренный метод зон Френеля позволяет решить ряд задач на дифракцию света.

1. **Дифракция от круглого отверстия**.

Поставим на пути сферической световой волны непрозрачный экран с вырезанным в нем круглым отверстием. Расположим экран так, чтобы перпендикуляр, опущенный из источника света S, попал в центр отверстия. Проще определить амплитуду световых колебаний в центре картины (в т. P). Для этого разобьем открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке P всеми зонами

$$E = \frac{E_1}{2} \pm \frac{E_m}{2},$$

где знак плюс отвечает нечетным *m* и минус – четным *m*.

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке P будет больше, чем при свободном распространении волны, если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если в отверстие укладывается одна зона Френеля, то в точке P амплитуда $E=E_1$ т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Интенсивность света больше соответственно в четыре раза. Если в отверстии укладываются две зоны Френеля, то их действия в точке P практически уничтожат друг друга из-за интерференции.

Дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки P будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке P.

Если m четное, то в центре будет темное кольцо, если m нечетное — то светлое кольцо, причем интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины.

Рассмотрим предельные случаи. Если отверстие открывает лишь часть центральной зоны Френеля, на экране получается размытое светлое пятно; чередования светлых и темных колец в этом случае не возникает. Если отверстие открывает большое число зон, то $E_m << E_1$ и амплитуда в центре $E = \frac{E_1}{2}$, т.е. такая же, как и при полностью открытом волновом фронте; чередование светлых и темных колец происходит лишь в очень узкой области на границе геометрической тени. Фактически дифракционная картина не наблюдается, и распространение света, по сути, является прямолинейным.

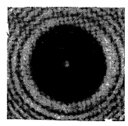
2. **Дифракция от круглого диска**.

Поместим между источником света S и точкой наблюдения P непрозрачный круглый диск. Если диск закроет m первых зон Френеля, то амплитуда в точке P будет равна

$$E = E_{m+1} - E_{m+2} + E_{m+3} - \ldots = \frac{E_{m+1}}{2} + \left(\frac{E_{m+1}}{2} - E_{m+2} + \frac{E_{m+3}}{2}\right) + \ldots$$

или $E = \dfrac{E_{m+1}}{2}$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, в центре всегда наблюдается дифракционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Это светлое пятно называют пятном Пуассона.

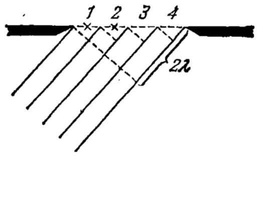


Если диск закрывает лишь небольшую часть центральной зоны Френеля, он совсем не отбрасывает тени — освещенность экрана всюду остается такой же, как при отсутствии преград. Если диск закрывает много зон Френеля, чередование светлых и темных колец наблюдается только в узкой области на границе геометрической тени. В этом случае $E_{m+1} << E_1$, так что светлое пятно в центре отсутствует и освещенность в области геометрической тени практически всюду равна нулю.

Дифракция Фраунгофера на щели.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной *a*. Оптическая разность хода между крайними лучами, идущими от щели в некотором направлении φ

$$\Delta = a\sin\varphi\ .$$



Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели на зоны Френеля, имеющие вид равновеликих полос, параллельных щели. Так как ширина каждой зоны выбирается такой, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\frac{\lambda}{2}$, то на ширине щели

уместится $\dfrac{\Delta}{\lambda/2}$ зон. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения. Фазы колебаний от пары соседних зон Френеля отличаются на π, поэтому, суммарная амплитуда этих колебаний равна нулю.
Если число зон Френеля четное, то

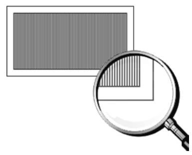
$$a\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \qquad (m = 1,2,3,...)\ , \qquad (3.1)$$

в точке *P* наблюдается минимум освещенности (темный участок), если же число зон Френеля нечетное, то

$$a\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (m = 1,2,3,...)$$

наблюдается близкая к максимуму освещенность, соответствующей действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. В направлении $\varphi = 0$ щель действует, как одна зона Френеля, и в этом направлении наблюдается наибольшая освещенность, точке P_0 соответствует центральный или главный максимум освещенности.
Сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а его освещенность уменьшается. Наоборот, чем щель шире, тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a >> \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

Дифракционная решетка.



Дифракционная решетка представляет собой систему одинаковых щелей, разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.
Рассмотрим дифракционную решетку. Если ширина каждой щели равна a, а ширина непрозрачных участков между щелями b, то величина $d = a + b$ называется периодом дифракционной решетки.
Дифракционную картину от решетки можно рассматривать как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция.
Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = d\sin\varphi \qquad (1)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. прежние минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (3.1):

$$a\sin\varphi = \pm m\lambda \qquad (2)$$

Выражение (2) определяет положение *главных минимумов* решетки.
Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\dfrac{\lambda}{2}$, $\dfrac{3\lambda}{2}$, ..., посылаемых, например, от крайних левых точек M и C обеих щелей. Таким образом, с учетом (1) условие дополнительных минимумов:

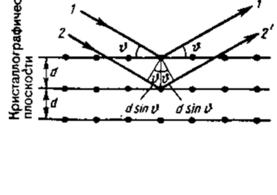
$$d\sin\varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (3)$$

Выражение (3) определяет положение *дополнительных минимумов* решетки.
Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если разность хода лучей равна целому числу волн (условие максимума):

$$d\sin\varphi = m\lambda \qquad (4)$$

Это выражение (4) задает положение *главных максимумов* решетки.
Чем больше щелей N, тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы.
Положение главных максимумов зависит от длины волны λ. Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная – наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т.е. дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор.

Дифракция рентгеновских лучей.



Дифракция наблюдается не только на одномерной дифракционной решетке, но также трехмерных периодичных структурах. Подобными структурами являются все кристаллические тела. Однако их период ($\sim 10^{-10}$ м) слишком мал для того, чтобы можно было наблюдать дифракцию в видимом свете. В случае кристаллов соотношение $d \sim \lambda$ выполняется только для рентгеновских лучей.

Рассматриваем кристалл как совокупность параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки), отстоящих друг от друга на расстояние *d*. Полагаем, что при падении рентгеновского излучения на кристалл происходит частичное отражение излучения от этих плоскостей. Вторичные волны, отразившиеся от разных плоскостей, когерентны и будут интерферировать между собой. Из рис. видно, что разность хода двух волн, отразившихся от соседних плоскостей, равна $2d\sin\theta$, где θ – угол, называемый *углом скольжения* падающих лучей. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления определяются условием

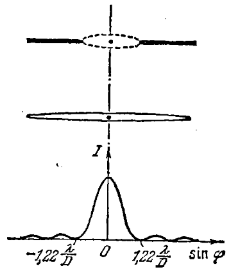
$$2d\sin\theta = m\lambda$$

Полученное выражение называется *формулой Вульфа-Бреггов*.

Дифракция рентгеновских лучей от кристаллов находит два основных применения.

1. *рентгеновская спектроскопия.* Она используется для исследования спектрального состава рентгеновского излучения. Определяя направления максимумов, получающихся при дифракции исследуемого рентгеновского излучения от кристаллов с известной структурой, можно вычислить длины волн.
2. *рентгеноструктурный анализ* для изучения структуры кристаллов. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристалле неизвестного строения можно найти межплоскостные расстояния и расшифровать структуру кристалла.

Разрешающая способность объектива.



Используя даже идеальную оптическую систему невозможно получить стигматическое (неискаженное) изображение точечного источника, что объясняется волновой природой света. Если на объектив падает свет от удаленного точечного источника, то вследствие дифракции световых волн, в фокальной плоскости объектива вместо точки наблюдается дифракционная картина. В результате точечный источник отображается в виде светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами. Соответствующий расчет (дифракции Фраунгофера на круглом отверстии) дает, что первый минимум отстоит от центра дифракционной картины на угловое расстояние

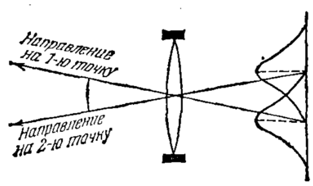
$$\varphi_{\min} = 1{,}22\frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

где *D* – диаметр объектива (или диафрагмы).

Подавляющая часть (около 84%) светового потока, проходящего через отверстие, попадает в область центрального светлого пятна. Интенсивность первого светлого кольца составляет всего 1,74%, а второго - 0,41% от интенсивности центрального пятна. Интенсивность остальных светлых колец еще меньше. Поэтому в первом приближении дифракционную картину можно считать состоящей из одного лишь светлого пятна с угловым радиусом, определяемым формулой (1). Это пятно является по существу изображением точечного источника света.

Дифракционная картина не зависит от расстояния между отверстием и линзой. В частности, она будет такой же и в случае, когда края отверстия совмещены с краями линзы. Отсюда вытекает, что самая совершенная линза не может дать идеального оптического изображения. Вследствие волновой природы света изображение точки, даваемое линзой, имеет вид пятнышка, представляющего собой центральный максимум дифракционной картины. Угловой размер этого пятнышка уменьшается с ростом диаметра оправы линзы D.

Если на объектив падает свет от двух удаленных точечных источников S_1 и S_2 с некоторым угловым расстоянием $\delta\varphi$, то имеет место наложение их дифракционных картин (рис.). Согласно *критерию Рэлея* две близкие точки будут еще разрешены, если середина центрального максимума для одной точки совпадает с первым минимумом для второй точки. Таким образом, наименьшее угловое расстояние между двумя точками, при котором они еще разрешаются объективом



$$\delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D}$$

Величина, обратная $\delta\varphi$, называется *разрешающей способностью (разрешающей силой) объектива*

$$R = \frac{1}{\delta\varphi} = \frac{D}{1{,}22\lambda}$$

Диаметр зрачка глаза при нормальном освещении равен примерно 2 мм. Подставив это значение в формулу (1) и взяв $\lambda = 500\,нм$, получим

$$\delta\varphi = 3\cdot10^{-4}\ \text{рад} \approx 1'$$

Таким образом, минимальное угловое расстояние между точками, при котором глаз воспринимает их еще раздельно, равно одной угловой минуте. Примечательно, что расстояние между соседними светочувствительными элементами сетчатки глаза соответствует этому угловому расстоянию.

1. 23 Лекция № 29 (2 часа).

Тема: «Поляризация и дисперсия света»

1.23.1 Вопросы лекции:

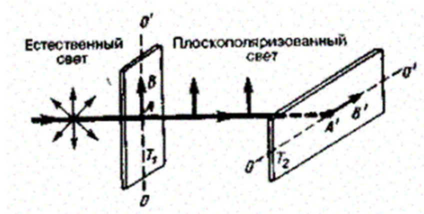
1. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера.
2. Вращение плоскости поляризации.
3. Дисперсия света.

1.23.2 Краткое содержание вопросов:

Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса.

В естественном свете колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Свет, в котором направления колебании упорядочены каким-либо образом, называется п о л яр и з о в а н н ы м. Если колебания светового вектора происходят только в одной проходящей через луч плоскости, свет называется плоско- (или линейно) поляризованным. Упорядоченность может заключаться в том, что вектор E поворачивается вокруг луча, одновременно пульсируя по величине. В результате конец вектора E описывает эллипс. Такой свет называется эллиптически-поляризованным. Если конец вектора E описывает окружность, свет называется поляризованным по кругу.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью приборов, называемых поляризаторами. Эти приборы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которую мы будем называть плоскостью поляризатора, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости.
Если пропустить частично поляризованный свет через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет изменяться в пределах от $I_{\min}$ до $I_{\max}$, причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол, равный $\pi/2$ (за один полный поворот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значение интенсивности).



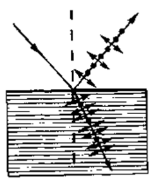
Пусть на идеальный поляризатор падает плоско поляризованный интенсивности I_0 Интенсивность прошедшего света. равна

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \, .$$

Соотношение носит название *закона Малюса*.

Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера

Закон Брюстера. Если угол падения на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла) отличен от нуля, отраженный и преломленный луч оказываются частично поляризованными. В отраженном свете преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения, в преломленном луче – колебания параллельные плоскости падения. При определенном угле α падения лучей отраженные лучи будут полностью поляризованными. Такой угол называют углом Брюстера. Его можно определить из закона Брюстера:



$$\boldsymbol{tg\alpha = \frac{n_2}{n_1}}$$

Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (кварц, сахар), называемые *оптически активными*, обладают способностью вращать плоскость поляризации. Кварц, который является одноосным кристаллом, при пропускании света вдоль оптической оси должен был бы вести себя как изотропное тело. Однако опыт показывает, что при прохождении через кварц плоско поляризованного света происходит вращение плоскости поляризации.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\Delta\varphi = \alpha d \, ,$$

для оптически активных растворов

$$\Delta\varphi = [\alpha]\, C d \, ,$$

где d – расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, α – коэффициент ([α] – называется *удельным вращением*), равный углу поворота поляризации света слоем вещества единичной толщины (и единичной концентрации – для растворов), C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе. Удельное вращение зависит (кроме природы вещества) от температуры и длины волны света в вакууме.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на *право*- и *левовращающие*. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором – влево (против часовой стрелки). Направление вращения не зависит от направления луча. Поэтому, если луч, прошедший через оптически активный кристалл, отразить зеркалом в обратном направлении, то восстановится положение плоскости поляризации.

Дисперсия света.

Дисперсия света — это явление, обусловленное зависимостью абсолютного показателя преломления вещества от частоты (или длины волны) света (частотная дисперсия), или, то же самое, зависимость фазовой скорости света в веществе от длины волны (или частоты).

Один из самых наглядных примеров дисперсии — разложение белого света при прохождении его через призму. Сущностью явления дисперсии является различие фазовых скоростей распространения лучей света с различной длиной волны в прозрачном веществе — оптической среде (тогда как в вакууме скорость света всегда одинакова, независимо от длины волны и следовательно цвета). Обычно, чем больше частота световой волны, тем больше показатель преломления среды для неё и тем меньше фазовая скорость волны в среде.

1. 24 Лекция № 30 (2 часа).

Тема: «Тепловое излучение»

1.24.1 Вопросы лекции:

1. Излучение черного тела и его характеристики.
2. Законы Кирхгофа, Стефана-Больцмана, Вина.
3. Оптическая пирометрия.

1.24.2 Краткое содержание вопросов:

Излучение чёрного тела и его характеристики

Излучение электромагнитных волн может осуществляться за счет различных видов энергии. Самым распространенным является тепловое излучение.

Тепловое излучение – это излучение электромагнитных волн за счет внутренней энергии тела.

Тепловое излучение обусловлено тепловым движением молекул и поэтому имеет место при любой температуре тела. Тепловое излучение имеет непрерывный спектр. Это означает, что нагретое тело испускает некоторое количество энергии излучения в любом диапазоне частот или длин волн.

Тепловое излучение может быть равновесным. Если несколько нагретых излучающих тел окружить идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой, то по истечении некоторого промежутка времени в системе "излучающие тела + излучение в полости" установится термодинамическое равновесие. Это означает, что температуры всех тел станут равными, а распределение энергии между телами и излучением не будет изменяться со временем. Такое равновесное состояние системы устойчиво, т. е. после всякого его нарушения состояние равновесия вновь восстанавливается. Термодинамическое равновесие установится и в полости, стенки которой выполнены из любого реального материала и имеют одинаковую температуру.

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающим телом отличает тепловое излучение от других видов излучения тел. Поэтому такое излучение будем называть равновесным.

1. Спектральная плотность энергетической светимости.

   Спектральная плотность энергетической светимости – мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины. Опыт показывает, что для каждого тела является определенной функцией частоты, вид которой изменяется при изменении температуры тела Т: $r(\nu,T)$

2. Интегральная энергетическая светимость.

   Интегральная энергетическая светимость – мощность излучения с единицы площади поверхности тела во всем диапазоне частот: $R(T)$.

   $R(T)$ показывает, сколько всего энергии излучается с единицы площади в виде э/м волн.

   Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить интегральную энергетическую светимость (ее называют просто энергетической светимостью тела), просуммировав по всем частотам:

$$R(T)=\int_0^\infty r(\nu,T)d\nu$$

3. Спектральная поглощательная способность.

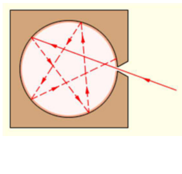
   Пусть на элементарную площадку поверхности тела падает поток излучения энергии $d\Phi_\nu$, приходящийся на интервал частот $d\nu$. Часть этого потока $d\Phi'_\nu$ будет поглощена телом. Безразмерная величина

$$A(\nu,T)=\frac{d\Phi'_\nu}{d\Phi_\nu}$$ называется спектральной поглощательной способностью тела.

   По определению поглощательная способность тела не может быть больше единицы: $A(\nu,T)\le 1$

Абсолютно черное тело.

Тело, способное поглощать полностью при любой температуре все падающее на него излучение любой частоты, называется *абсолютно черным телом*. Следовательно, спектральная поглощательная способность абсолютно черного тела для всех частот и температур тождественно равна единице $A(\nu,T)\equiv 1$.



Абсолютно черных тел (АЧТ) в природе не существует. И все же реализовать модель АЧТ возможно. Для этого используют полость с небольшим отверстием. При этом полость может иметь практически любую форму и быть изготовленной из любого непрозрачного материала. Излучение, проникнув через отверстие, попадает на стенки полости, частично поглощаясь ими. При малых размерах отверстия луч должен претерпеть множество отражений, прежде чем он сможет выйти из отверстия. При многократных отражениях на стенках полости излучение, попавшее в полость, практически полностью поглотится. Малое отверстие полости будет вести себя как АЧТ. Отметим, что если стенки полости поддерживать при некоторой температуре Т, то отверстие будет излучать, и это излучение с большой степенью точности можно считать излучением абсолютно черного тела, имеющего температуру Т.

Законы Кирхгофа, Стефана-Больцмана, Вина. Оптическая пирометрия

Между испускательными и поглощательными свойствами любого тела должна существовать связь. Ведь равновесие в системе может установиться только в том случае, если каждое тело будет излучать в единицу времени столько же энергии, сколько оно поглощает. Это означает, что тела, интенсивнее поглощающие излучение какой-либо частоты, будут это излучение интенсивнее и испускать.

Закон Кирхгофа: отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела и является для всех тел универсальной функцией частоты волны и температуры:

$$\frac{r(\nu,T)}{A(\nu,T)} = r_0(\nu,T)$$

$r_0(\nu,T)$ - универсальная функция Кирхгофа.

Для абсолютно черного тела $A(\nu,T) \equiv 1$, поэтому из закона Кирхгофа вытекает, что $r(\nu,T)$ для черного тела равна $r_0(\nu,T)$.

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $r_0(\nu,T)$ есть не что иное, как спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела. Поэтому важно знать характер излучения АЧТ.

Излучение абсолютно черного тела имеет универсальный характер в теории теплового излучения. Реальное тело излучает при любой температуре всегда меньше энергии, чем абсолютно черное тело. Зная спектральную плотность энергетическую светимость абсолютно черного тела (универсальную функцию Кирхгофа) и поглощательную способность реального тела, из закона Кирхгофа можно определить энергию, излучаемую этим телом в любом диапазоне частот или длин волн.

Закон Стефана-Больцмана.

Экспериментальные (Й. Стефан, 1879) и теоретические (Л. Больцман, 1884) исследования позволили доказать важный закон теплового излучения абсолютно черного тела.

Этот закон утверждает, что интегральная энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$R(T) = \sigma T^4$$

Где константа σ=5,67•10^{-8} Вт/м^{2}К^4 – постоянная Стефана-Больцмана.

Закон Вина.

В 1893 г. немецкий физик В. Вин сформулировал закон теплового излучения, согласно которому длина волны λ_m, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}$$

Где константа b=2,9•10^{-3} м*К – постоянная Вина. Закон Вина еще называют законом смещения Вина, потому что он показывает смещение положения максимума функции $r(\nu,T)$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн.

Совокупность методов измерения высоких температур, основан-ных на использовании зависимости спектральной плотности энергети-ческой светимости, или энергетической светимости исследуемого те-ла от температуры, называется оптической пирометрией, а приборы, применяемые для этой цели, называются оптическими пирометрами.

Квантовая теория излучения.

Впервые строгую попытку теоретического вывода зависимости $r(\nu,T)$ осуществили Д. Рэлей (1900) и Д. Джинс (1905). Была получена формула: $r(\nu,T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT$ (*), которую называют формулой Релея-Джинса. Она дает достаточно хорошее согласие с экспериментом при малых частотах ν. Однако при больших частотах ν спектральная плотность энергетической светимости значительно превосходит наблюдаемую. Кроме того, интегрируя (*) по всем частотам, мы получаем бесконечные значения для интегральной энергетической светимости абсолютно черного тела: $R(T) = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kTd\nu = \frac{2\pi}{c^2}kT\int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty$.

Таким образом, из классической теории теплового излучения следует вывод о том, что при конечных значениях энергии излучения равновесие между веществом и излучением невозможно. Но он противоречит опыту.

Этот противоречивый результат, содержащийся в формуле Рэлея — Джинса, вывод которой с точки зрения классической теории не вызывал сомнений, П. Эренфест назвал "ультрафиолетовой катастрофой".

"Ультрафиолетовая катастрофа" показала, что классическая физика содержит ряд принципиальных внутренних противоречий, которые проявились в теории теплового излучения и разрешить которые можно только с помощью принципиально новых физических идей.

Такая физическая идея была сформулирована в 1900 г. М. Планком в виде *гипотезы о квантах*. Согласно этой гипотезе, излучение испускается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии, которые Планк назвал квантами. Энергия кванта зависит от частоты излучения и определяется по формуле

$$E = h\nu$$

Здесь $h = 6{,}63 \cdot 10^{34}\ Дж \cdot c$ — новая фундаментальная физическая константа, которую называют *постоянной Планка*.

Полученная Планком формула

$$r(\nu,T) = \frac{2\pi h\nu^2}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела во всем интервале частот и температур. Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил 14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

Фотоэффект. Формула Эйнштейна для фотоэффекта. Энергия и импульс световых квантов. Постоянная Планка

Фотоэффект – это испускание электронов из вещества под действием падающего на него излучения.

Детальное экспериментальное исследование закономерностей фотоэффекта для металлов было выполнено в 1888 г. А.Г. Столетовым.

Экспериментально были установлены следующие основные *законы фотоэффекта*:

1. При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света.
2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты и не зависит от интенсивности падающего света.
3. Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света, 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 фото-

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. Кроме того, волновая теория не смогла объяснить безынерционность фотоэффекта, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

<u>Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.</u>

А. 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, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями* (квантами), энергия которых $E = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме. Эти кванты электромагнитного излучения получили название *фотонов*.

Каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $\dfrac{mv^2}{2}$. По закону сохранения энергии:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$$ *уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.*

С помощью уравнения Эйнштейна можно объяснить все закономерности фотоэффекта.

<u>Фотоны и их свойства. Энергия, масса и импульс фотонов.</u> <u>**Давление света**</u>

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), названными фотонами. Энергия фотона $E = h\nu$.

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 света 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.

Определим массу фотона из взаимосвязи энергии и массы (см. лек СТО):

$$m = \frac{h\nu}{c^2}$$ *масса фотона.*

Движущийся со скоростью c фотон обладает импульсом, величина которого связана с его энергией релятивистским соотношением $p = \dfrac{E}{c}$. Отсюда следует, что

$$p = \frac{h\nu}{c}$$ *импульс фотона.*

Если фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. Так с квантовой точки зрения объясняется давление света.

Эффект Комптона

В 1923 г. А. Комптон, изучая рассеяние рентгеновского излучения на парафине, обнаружил, что длина волны рассеянного излучения λ больше, чем длина волны падающего излучения λ_0.

Такой эффект увеличения длины волны рентгеновского излучения вследствие рассеяния его веществом получил название *эффекта Комптона*.

Опыты показали, что разность $\lambda - \lambda_0$ не зависит от длины волны к падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только величиной угла рассеяния θ:

$$\lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (1)$$

где Λ = 2,43 пм – так называемая комптоновская длина волны, не зависящая от свойств рассеивающего вещества.

1. 25 Лекция № 31 (2 часа).

Тема: «Квантовые свойства излучения»

1.25.1 Вопросы лекции:

1. Внешний фотоэффект. Законы внешнего фотоэффекта.
2. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
3. Фотоны и их свойства. Энергия, масса и импульс фотонов. Давление света.
4. Эффект Комптона. Корпускулярно волновой дуализм света.

1.25.2 Краткое содержание вопросов:

Внешний фотоэффект. Законы внешнего фотоэффекта.

Фотоэффект – это испускание электронов из вещества под действием падающего на него излучения.

Детальное экспериментальное исследование закономерностей фотоэффекта для металлов было выполнено в 1888 г. А.Г. Столетовым.

Экспериментально были установлены следующие основные *законы фотоэффекта*:

4. При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света.
5. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты и не зависит от интенсивности падающего света.
6. Для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 света, 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 фото-

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. Кроме того, волновая теория не смогла объяснить безынерционность фотоэффекта, установленную опытами. Таким образом, фотоэффект необъясним с точки зрения волновой теории света.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.

А. 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, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями* (квантами), энергия которых $E = h\nu$. Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме. Эти кванты электромагнитного излучения получили название *фотонов*.

Каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света (I закон фотоэффекта). Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода *A* из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии $\frac{mv^2}{2}$. По закону сохранения энергии:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$$ *уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.*

С помощью уравнения Эйнштейна можно объяснить все закономерности фотоэффекта.

Фотоны и их свойства. Энергия, масса и импульс фотонов. Давление света

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами), названными фотонами. Энергия фотона $E = h\nu$.

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 света 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.

Определим массу фотона из взаимосвязи энергии и массы (см. лек СТО):

$$m = \frac{h\nu}{c^2}$$ *масса фотона.*

Движущийся со скоростью *c* фотон обладает импульсом, величина которого связана с его энергией релятивистским соотношением $p = \frac{E}{c}$. Отсюда следует, что

$$p = \frac{h\nu}{c}$$ *импульс фотона.*

Если фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. Так с квантовой точки зрения объясняется давление света.

Эффект Комптона.

Наиболее полно корпускулярные свойства излучения проявляются в эффекте Комптона.

В 1923 г. А. Комптон, изучая рассеяние рентгеновского излучения на парафине, обнаружил, что длина волны рассеянного излучения λ больше, чем длина волны падающего излучения λ_0.

Такой эффект увеличения длины волны рентгеновского излучения вследствие рассеяния его веществом получил название *эффекта Комптона*.

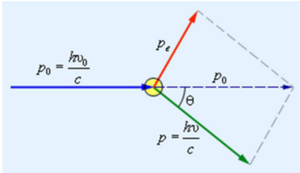
Опыты показали, что разность $\lambda - \lambda_0$ не зависит от длины волны к падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только величиной угла рассеяния θ:

$$\lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} \qquad (1)$$

где Λ = 2,43 пм – так называемая комптоновская длина волны, не зависящая от свойств рассеивающего вещества.

Увеличение длины волны излучения при его рассеянии необъяснимо с точки зрения волновой теории электромагнитного излучения.

Все особенности эффекта Комптона можно объяснить на основе квантовых представлений о природе излучения. Если принять, что излучение представляет собой поток фотонов, то эффект Комптона есть результат упругого столкновения рентгеновских фотонов со свободными электронами вещества. У легких атомов рассеивающих веществ электроны слабо связаны с ядрами атомов, поэтому их можно считать свободными. В процессе столкновения фотон передает электрону часть своей энергии и импульса в соответствии с законами сохранения.



Из соотношений, выражающих законы сохранения энергии и импульса, после преобразований можно получить:

$$\lambda - \lambda_0 = 2\frac{h}{m_e c}\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (2)$$

Это выражение есть не что иное, как полученная экспериментально Комптоном формула (1). Подстановка в нее значений h, m_e (масса электрона), c дает комптоновскую длину волны электрона Λ = 2,43 пм.

Сравнение (1) с (2) показывает прекрасное совпадение выводов квантовой теории излучения и эксперимента.

Корпускулярно волновой дуализм света.

Рассмотренные явления – тепловое излучение тела, фотоэффект, эффект Комптона – свидетельствуют о квантовых (корпускулярных) свойствах света, т.е. свет представляет собой поток световых частиц – фотонов. С другой стороны, такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, свидетельствуют о волновой природе света. Таким образом, электромагнитное излучение проявляет, казалось бы, взаимоисключающие свойства – свойства волны (непрерывность) и свойства частиц (дискретность).

Ранее были получены соотношения, связывающие корпускулярные свойства электромагнитного излучения (энергия и импульс фотона) с волновыми свойствами (частота и длина волны)

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Свет, обладая одновременно корпускулярными и волновыми свойствами, обнаруживает определенные закономерности в их проявлении. Так, волновые свойства света проявляются в процессах, связанных с его распространением: интерференции, дифракции, поляризации, а корпускулярные – в процессах взаимодействия света с веществом. Чем больше длина волны, тем меньше энергия и импульс фотона и в меньшей степени проявляются квантовые свойства света (с эти связано, например, существование красной границы фотоэффекта). Наоборот, чем меньше длина волны, тем больше энергия и импульс фотона и в меньшей степени проявляются волновые свойства света (например, дифракция рентгеновского излучения обнаружена лишь при использовании в качестве дифракционной решетки кристаллов).

Итак, в результате углубления представлений о природе света выяснилось, что свет обладает двойственной природой, получившей название корпускулярно-волнового дуализма света.

1. 26 Лекция № 32 (2 часа).

Тема: «Строение атома»

1.26.1 Вопросы лекции:

1. Модели атома Томсона и Резерфорда.
2. Линейчатый спектр атома водорода. Спектральные серии. Формула Бальмера.
3. Теория атома водорода по Бору. Водородоподобные атомы.

1.26.2 Краткое содержание вопросов:

Модели атома Томсона и Резерфорда.

Первая попытка создания на основе накопленных экспериментальных данных модели атома принадлежит Дж. Дж. Томсону. Согласно этой модели, атом представляет собой равномерно заполненный положительным электричеством шар радиусом порядка 10^{-10} м, внутри которого находится электрон. Суммарный положительный заряд шара равен заряду электрона, так что атом в целом нейтрален. В дальнейшем выяснилась несостоятельность этой модели.

Резерфорд, исследуя прохождение α-частиц через вещество (тонкие фольги толщиной примерно 1 мкм), установил, что основная их часть испытывает незначительные отклонения, но некоторые α-частицы (примерно одна из 20000) значительно отклоняются от первоначального направления (углы отклонения достигали даже 180°). Альфа-частицы возникают при ядерных превращениях и являются ядрами атомов гелия: зарядом $2e$ и массой примерно $7300m_e$. Скорости α-частиц при некоторых превращениях бывают порядка 10^7 м/с. Так как электроны не могут существенно изменить движение столь тяжелых и быстрых частиц, то столь сильное отклонение α-частиц возможно только в том случае, если внутри атома имеется чрезвычайно сильное электрическое поле, которое создается зарядом, имеющим большую массу и сконцентрированном в очень малом объеме. Основываясь на этом выводе, Резерфорд предложил ядерную (планетарную) модель атома. Согласно этой модели в центре атома расположено тяжелое положительное ядро

с зарядом Ze, вокруг которого по замкнутым орбитам движутся Z электронов. Ядро имеет размеры, не превышающие 10^{-14} м, и в котором сконцентрирована практически вся масса атома.
Однако с самого начала ядерная модель оказалась в противоречии с законами классической механики и электродинамики. Электрон в атоме движется с ускорением и согласно классической электродинамике он должен непрерывно излучать электромагнитные волны. Излучение уменьшает энергию электрона, так что он должен достаточно быстро упасть на ядро. Этот результат не соответствует действительности, так как атом является устойчивым образованием. Преодоление возникших трудностей привело к созданию качественно новой – квантовой – теории атома.

Линейчатый спектр атома водорода. Спектральные серии. Формула Бальмера

Исследования спектров излучения разреженных газов (т.е. спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу соответствует определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий. Самым изученным является спектр наиболее простого атома – водорода.
Швейцарский ученый И. Бальмер подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в видимой области спектра

$$\frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3, 4, 5, \ldots)\ , \quad (1.1)$$

где R'=1,10·10^7 м$^{-1}$ – *постоянная Ридберга*. Так как $\nu = c/\lambda$, то формулу (11) можно записать в виде

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n=3,4,5,\ldots), \quad (1.2)$$

где $R=cR'$=3,30·10^{15} рад/с – называется также постоянной Ридберга.
Спектральные линии, отличающиеся значениями n, образуют группу линий, называемой *серией Бальмера*. С увеличением n линии серии сближаются; значение n=∞ определяют *границу серии*, к которой со стороны больших частот примыкает сплошной спектр. В дальнейшем в спектре атома водорода было обнаружено еще несколько серий. В ультрафиолетовой области спектра находится *серия Лаймана*

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

В инфракрасной области были также обнаружены *серия Пашена*

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

серия Брэкета и др. Все приведенные выше серии в спектре водорода могут быть описаны одной формулой, называемой *обобщенной формулой Бальмера*

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (1.3)$$

где $m = 1, 2, 3, \ldots$ определяет серию, $n = m+1, m+2, \ldots$ определяет отдельные линии серии.

Функциональный вид сериальных формул, которые сводятся к одной обобщенной формуле (1.3), свидетельствует о наличии закономерности, объяснить которую в рамках классической физики оказалось невозможным.

Теория атома водорода по Бору. Водородоподобные атомы

Первая попытка создать новую – квантовую – теорию ядра была осуществлена Н. Бором. Он поставил цель связать в единое целое эмпирические закономерности линейчатых спектров, ядерную модель атома Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения света. В основу новой теории Бор положил два постулата.

1. Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний).

   В атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные круговые орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.

   В стационарном состоянии атома электрон имеет дискретные значения момента импульса, удовлетворяющие условию

$$\boxed{m_e \upsilon r_n = n\frac{h}{2\pi} \quad (n = 1, 2, 3, \ldots)}\ , \quad (1.4)$$

   где m_e – масса электрона, v – его скорость по n-й орбите радиуса r_n.

2. Второй постулат Бора (правило частот).

   При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией

$$\boxed{h\nu = E_n - E_m}\ , \quad (1.5)$$

   где E_n и E_m – соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения). Набор возможных дискретных частот ν квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома.

Постулаты Бора позволяют рассчитать спектр атома водорода и водородоподобных ионов, состоящих из ядра Ze и одного электрона, и теоретически вычислить постоянную Ридберга.
Рассмотрим движение электрона в поле атомного ядра. Уравнение движения электрона имеет вид

$$m_e \frac{\upsilon^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \; . \qquad (1.6)$$

Исключив $\boldsymbol{v}$ из уравнений (1.4) и (1.6), получим выражение для радиусов допустимых орбит

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{m_e Z e^2} n^2 \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots) \; . \qquad (1.7)$$

Для атома водорода (Z=1) радиус первой орбиты называется *боровским радиусом*. Его значение равно

$$r_B = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0{,}529\,\text{Å} \; . \qquad (1.8)$$

Полная энергия электрона в водородоподобном атоме складывается из его кинетической энергии и потенциальной энергии взаимодействия с ядром

$$E = \frac{m_2 v^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{1}{2}\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

(при ее получении использована формула (1.6)). Учитывая квантование радиусов (1.7), получим, что энергия электрона принимает дискретные значения

$$E_n = -\frac{1}{n^2}\frac{Z^2 m_e e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0^2} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots) \; . \qquad (1.9)$$

Согласно второму постулату Бора при переходе атома водорода из состояния n в состояние m излучается фотон

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

откуда частота излучения

$$\nu = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 h^3 \varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) .$$

Таким образом, теория Бора приводит к обобщенной формуле Бальмера, причем для постоянной Ридберга получилось значение $R = m_e e^4 \big/ (64\pi^3 h^3 \varepsilon_0^2)$. При подстановке в это выражение значений универсальных постоянных получается величина, превосходно согласующаяся с экспериментальным значением постоянной Ридберга.

Теория Бора была крупным шагом в развитии теории атома. Она отчетливо показала, что процессы в микромире описываются не классическими, а иными, квантовыми законами.

1. 27 Лекция № 33 (2 часа).

Тема: «Элементы квантовой механики»

1.27.1 Вопросы лекции:

1. Волновые свойства частиц вещества. Формула де Бройля длины волны частиц вещества.
2. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.
3. Уравнение Шредингера общее и для стационарных состояний. Волновая функция.

1.27.2 Краткое содержание вопросов:

Волновые свойства частиц вещества. Формула де Бройля длины волны частиц вещества

В результате развития представлений о природе света выяснился его двойственный характер (дуализм). Одни явления могут быть объяснены в предположении, согласно которому свет представляет собой поток частиц – фотонов (фотоэффект, эффект Комптона). Другие – в предположении, согласно которому свет является волной (интерференция, дифракция).

В 1924 г. Луи де Бройль, предполагая наличие в природе симметрии, выдвинул гипотезу, что *дуализм не является особенностью одного света, что он свойственен всей материи* (электронам и любым другим частицам). Согласно де Бройлю, с каждой микрочастицей связывается, с одной стороны, корпускулярные характеристики – энергия E и импульс p, а с другой стороны – волновые характеристики – частота ν и длина волны λ. Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые характеристики, принимаются для частиц такими же, как для фотонов

$$E = h\nu \; , \quad p = \frac{h}{\lambda} \; . \qquad (2.1)$$

Сущность гипотезы де Бройля заключалась именно в том, что соотношение (2.1) постулировалось не только для фотонов, но и для других микрочастиц, в частности для таких, которые обладают массой покоя. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по *формуле де Бройля*:

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p}} \quad (2.2)$$

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом $p=m\text{v}$.

Гипотеза де Бройля вскоре была подтверждена экспериментально. Дэвиссон и Джермер исследовали в 1927 г. отражение электронов от монокристалла никеля, принадлежащего к кубической системе. Рассеяние электронов проявляет отчетливый дифракционный характер. Положение дифракционных максимумов соответствовало формуле Вульфа-Бреггов, если длину волны электрона вычислить согласно (2.2).

В дальнейшем идея де Бройля была подтверждена опытами Г. Томсона и П.С. Тартаковского. В опытах пучок электронов, ускоренный электрическим полем, проходил через тонкую металлическую фольгу и попадал на фотопластинку. Полученная таким образом картина сопоставлялась с полученной в аналогичных условиях рентгенограммой. В результате было установлено полное сходство двух картин.

Так как дифракционная картина исследовалась для потока электронов, необходимо было доказать, что волновые свойства связаны с электроном, а не являются коллективным эффектом. Это экспериментально установил В.А. Фабрикант. Он показал, что и в случае слабого электрического пучка, когда каждый электрон проходит прибор поодиночке, дифракционная картина при достаточной экспозиции ничем не отличается от картины, какая наблюдается при обычной интенсивности пучка.

Гипотеза де Бройля и ее экспериментальное подтверждение требует качественно нового взгляда на природу микрочастиц – микрочастицу нельзя считать ни частицей, ни волной в классическом понимании. Необычные свойства микрочастиц можно понять, если предположить, что вакуум является особым состоянием материи, а микрочастицы ее относительно неустойчивыми локальными состояниями. Неустойчивым в том смысле, что микрочастица регулярно растворяется в вакууме и через мгновенье вновь возникает где-то рядом. Аналогией вакууму может служить насыщенный раствор какого-либо вещества, а микрочастице имеющиеся в растворе кристаллики этого вещества. В состоянии динамического равновесия кристаллики в растворе хаотично растворяются и возникают. На характер растворения-возникновения микрочастицы влияет ее окружение. Несмотря на сложность и элемент случайности всего происходящего, поведение микрочастицы, как выяснится позже, можно успешно описать с помощью так называемой волновой функции.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга

В классической механике состояние материальной точки определяется заданием значений координат, импульса, энергии и т.д. Перечисленные величины называются *динамическими переменными*. Так как микрочастица не является частицей в классическом понимании, то ей, строго говоря, не могут быть приписаны указанные динамические переменные.

Данное обстоятельство проявляется в том, что не для всех переменных получаются при измерениях определенные значения. Так, например, электрон не может иметь одновременно точных значений координаты x и компоненты импульса p_x. Неопределенности значений x и p_x удовлетворяют соотношению

$$\boxed{\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h}. \quad (2.3)$$

Соотношение, аналогичное (2.3), имеет место и для y и p_y, для z и p_z, а также для ряда других пар величин (называемых *канонически сопряженными*). Соотношение (2.3) и подобные ему называются *соотношением неопределенностей Гейзенберга*. Энергия и время являются канонически сопряженными величинами. Поэтому для них также справедливо соотношение неопределенностей

$$\boxed{\Delta E \cdot \Delta t \geq h}. \quad (2.4)$$

Это соотношение означает, что если время перехода системы из одного состояния в другое характеризуется временем Δt, то неопределенность энергии системы равна $\Delta E \sim h/\Delta t$. Процесс измерения энергии сопровождается изменением состояния. Поэтому, неопределенность результата измерения ΔE связана с длительностью измерения Δt (т.е. временем перехода системы из одного состояния в другое) соотношением (2.4).

Соотношение неопределенностей вытекает из волновых свойств микрочастиц. Пусть поток электронов проходит через узкую щель шириной Δx, расположенную перпендикулярно к направлению их движения. При прохождении электронов за щелью наблюдается дифракционная картина, как в случае плоской световой волны.

Уравнение Шредингера общее и для стационарных состояний. Волновая функция

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Можно ли волны де Бройля истолковывать как волны вероятности, т. е. считать, что вероятность обнаружить микрочастицу в различных точках пространства меняется по волновому закону? Такое толкование волн де Бройля уже неверно хотя бы потому, что тогда вероятность обнаружить частицу в некоторых точках пространства может быть отрицательна, что не имеет смысла.

Чтобы устранить эти трудности, немецкий физик М. Борн в 1926 г. предположил, что по волновому закону меняется не сама вероятность, а величина, названная амплитудой вероятности и обозначаемая Ψ (x, y, z, t). Эту величину называют также волновой функцией (или пси-функцией). Амплитуда вероятности может быть комплексной, и вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля.

Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет статистический, вероятностный характер: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области точки с координатами (x ,y, z).

Итак, в квантовой механике состояние микрочастиц описывается принципиально по-новому — с помощью волновой функции, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах.

Квадрат модуля пси-функции имеет смысл плотности вероятности, т. е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности точки с координатами x,y,z. Таким образом, физический смысл имеет не сама пси-функция Ψ, а квадрат ее модуля , которым задается интенсивность волн де Бройля.
Волновая функция Ψ, являясь основной характеристикой состояния микрообъектов, позволяет в квантовой механике вычислять средние значения физических величин, характеризующих данный микрообъект. Например, среднее расстояние электрона от ядра.

Уравнение Шредингера. Стационарное уравнение Шредингера.

Статистическое толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу, что уравнением движения в квантовой механике, описывающим движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно быть уравнением относительно волновой функции Ψ(x,y,z,t), так как именно она, или, точнее, величина $|\Psi|^2$, определяет вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV, т. е. в области с координатами (x,y,z). Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть волновым уравнением, подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.
Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером. Уравнение Шредингера, как и все основные уравнения физики (например, законы Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитного поля), не выводится, а постулируется. Правильность этого уравнения подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему характер закона природы.
Уравнение Шредингера имеет вид

$$\boxed{-\frac{\hbar}{2m}\Delta\Psi + U(x,y,z,t)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}} \qquad (1)$$

где $\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$, m — масса частицы, Δ — оператор Лапласа $\left(\Delta = \dfrac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)$, *i* – мнимая единица, $U(x,y,z,t)$ - потенциальная энергия частицы.

Уравнение (1) является общим уравнением Шредингера. Его также называют уравнением Шредингера, зависящим от времени. Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (1) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени, иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний — состояний с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т. е. функция U =U (x, y, z) не зависит явно от времени. В этом случае получается, так называемое, *стационарное уравнение Шредингера*:

$$\boxed{-\frac{\hbar}{2m}\Delta\Psi + (E-U)\Psi = 0} \qquad (2)$$

где *E* – полная энергия частицы.
Уравнение Шредингера позволяет найти пси-функцию данного состояния и, следовательно, получить полную информацию о системе. В уравнение (2) в качестве параметра входит полная энергия *E* частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения вида (2) имеют решения не при любых значениях параметра, а лишь для некоторых из них. Эти значения называются *собственными значениями* энергии. Решения, соответствующие собственным значениям *E*, называются *собственными функциями Ψ*.
Таким образом, квантование энергии является следствием основных положений квантовой механики. Нахождение собственных значений и собственных функций, как правило, является нетривиальной математической задачей.

1. 28 Лекция № 34 (2 часа).

Тема: «Ядерная физика»

1.28.1 Вопросы лекции:

1. Строение атомного ядра.
2. Ядерные реакции. Радиоактивные превращения ядер.
3. Реакция ядерного деления. Цепная реакция деления. Ядерный реактор.
4. Термоядерный синтез.

1.28.2 Краткое содержание вопросов:

Строение атомного ядра

Ядро атома состоит из нуклонов: протонов и нейтронов. Общее число нуклонов в ядре называют *массовым числом A*. Число протонов в ядре равно порядковому номеру в системе элементов Менделеева *Z* (числу протонов в ядре или числу электронов в атоме), число нейтронов – $N = A - Z$. Ядро обозначают символом ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$.
Ядра могут иметь несколько *изотопов*, характеризующимися одним и тем же порядковым номером *Z*, но различными *A* и *N*. Например, ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$ – ядро водорода – протон; ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$ – ядро дейтерия – дейтрон (d); ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$ – ядро трития – тритон (t).
Электрический заряд ядра равен числу положительно заряженных протонов в ядре. Размеры ядер зависят от числа нуклонов в ядре, и как у всякой квантовой системы у атомного ядра нет четко выраженной границы.

Эффективный радиус ядра $R = R_0 A^{1/3}$, где константа $R_0 \approx 1{,}12 \cdot 10^{-15}$ м близка к радиусу действия ядерных сил (значение R_0 зависит от того, в каких физических явлениях измеряется размер ядра).

Ядерные силы**.** Силы, удерживающие нуклоны в ядре, являются проявлением одного из самых интенсивных, известных в физике взаимодействий – *сильного (ядерного)*. Эти силы по интенсивности превосходят электромагнитные в 100 раз. Ядерные силы характеризуются следующими свойствами:

1) Ядерные взаимодействия самые сильные в природе. Например, энергия связи дейтрона ~2,23 МэВ, а энергия связи атома водорода ~13,6 эВ.

2) Радиус действия ядерных сил конечен ~10^{-15} м.

3) Ядерные силы не имеют центральной симметрии. Эта особенность ядерных сил проявляется в их зависимости от взаимной ориентации спинов нуклонов. Взаимодействие между нуклонами имеет обменный характер. В опытах по рассеянию нейтронов на протонах регистрируются случаи "отрыва" от протонов их электрических зарядов и присоединения зарядов к нейтронам, в результате нейтрон превращается в протон.

4) Ядерные силы обладают изотопической инвариантностью, которая проявляется в одинаковости сил взаимодействия нуклонов в системах *n-n*, *n-p*, *p-p* при одном и том же состоянии относительного движения частиц в этих парах.

5) На расстояниях ~10^{-15} м ядерные силы являются силами притяжения. На много меньших расстояниях они становятся силами отталкивания, что было обнаружено в опытах по рассеянию протонов на протонах при высоких энергиях выше 400 МэВ.

6) Ядерные силы обладают свойством насыщения, которое проявляется в независимости удельной энергии связи атомных ядер от их массового числа *A*.

7) Ядерные силы зависят от скорости относительного движения нуклонов. Например, при столкновениях нуклонов при увеличении энергии от 500 МэВ до 1 ГэВ сечение рассеяния нейтрона на протоне уменьшается на порядок.

Таким образом, характер ядерных сил свидетельствует о сложной структуре нуклонов.

Дефект массы и энергия связи ядра

Энергия связи ядра $E_{\text{св}}$ – энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составные части (нуклоны). Она равна разности суммарной массы входящих в него нуклонов и массы ядра, умноженной на скорость света в квадрате (c^2), т.е.

$$E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_я]c^2 \quad . \qquad (1)$$

где $m_p, m_n, m_я$ – массы протона, нейтрона и ядра.

Масса ядра не равна сумме масс, образующих ядро нуклонов. Разницу между ними называют *дефектом масс*

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_я \quad . \qquad (2)$$

Дефект масс обусловлен сильным взаимодействием нуклонов в ядре, при образовании ядра из свободных нуклонов энергия выделяется и возникает дефект масс.

Взаимодействие нуклонов в ядре характеризуется *удельной энергией связи* $\varepsilon_{св}$ (энергией связи, приходящейся на один нуклон)

$$\varepsilon_{св} = E_{св} / A \ ,$$

где *A* – массовое число. Удельная энергия связи ядер $\varepsilon_{св}$ = 6-8 МэВ. Это связано с насыщением ядерных сил.

Ядра называют *магическими*, если у них число протонов или нейтронов равно одному из чисел 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Последнее число допустимо только для нейтрона. Происхождение и величина магических чисел находит объяснение в оболочечной модели ядра.

Если у ядра одновременно магическими являются как число протонов, так и нейтронов, то такое ядро называют *дважды магическим*, например, такими являются ядра ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$, ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$, ${}^{40}_{20}\mathrm{Ca}$, ${}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$. Эти ядра отличаются повышенной устойчивостью (большей удельной энергией связи) и широкой распространенностью в природе.

На рис. представлена кривая зависимости удельной энергии связи ядра от массового числа *A* для наиболее стабильных изобаров с четными значениями *A* (кривая *Вейцзеккера*). Атомы с одинаковым *A*, но различным *Z* (число протонов) называют *изобарами*. Атомы с одинаковыми *Z*, но различными *N* (число нейтронов) называют *изотопами*. Атомы с одинаковыми *N*, но различными *Z* называют *изотонами*.

Удельная энергия связи мало меняется при переходе от ядра к ядру и равна ~8 МэВ. Удельная энергия связи имеет максимум при *A*=56 (железо). Этот максимум составляет ~8,8 МэВ. Замедление роста удельной энергии связи с последующим ее снижением для малых *A* связано с поверхностной энергией, а затем (с ростом *A*) с кулоновским отталкиванием.

Из графика видно, что для легких ядер энергетически выгоден процесс слияния их с выделением ядерной энергии синтеза. Напротив, для тяжелых ядер энергетически выгоден процесс деления, сопровождающийся также выделением ядерной энергии. На этих процессах основана вся ядерная энергетика.

Ядерные реакции. Радиоактивные превращения ядер

Превращение ядер при взаимодействии с элементарными частицами или друг с другом называют ядерными реакциями. Ядерные реакции являются основным методом изучения структуры ядер и их свойств. Ядерные реакции подчиняются законам сохранения: *электрического заряда, барионного заряда, лептонного заряда, энергии, импульса* и др. Например, закон сохранения барионного заряда сводится тому, что суммарное число нуклонов не меняется в результате ядерной реакции.

Ядерные реакции могут протекать с выделением или поглощением энергии Q, которая в 10^6 раз превышает энергию химических реакций. Если $Q > 0$ происходит выделение энергии *(экзотермическая реакция*). Например,

$$ {}_1^1p + {}_3^7Li \rightarrow 2 \cdot {}_2^4He + 17\ \text{МэВ} \ , $$

при $Q < 0$ – поглощение энергии (*эндотермическая реакция*). Например,

$$ 2 \cdot {}_2^4He \rightarrow {}_1^1p + {}_3^7Li - 17\ \text{МэВ} \ . $$

Способность некоторых атомных ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием частиц называют радиоактивностью.

Естественная радиоактивность открыта Беккерелем в 1896 г. Существует около 300 природных радиоактивных ядер. *Искусственная радиоактивность* впервые наблюдалась в 1934 г Ирен и Фредериком Жолио-Кюри. Искусственно радиоактивных ядер открыто около 2000. Искусственная радиоактивность позволила открыть β^+-распад, *К*-захват и существование запаздывающих нейтронов.

К радиоактивным превращения относятся: *α-распад*, β-*распад* (с испусканием электрона β^--*распад*, с испусканием позитрона β^+-*распад*) и *К-захват* – захват ядром орбитального электрона), *спонтанное деление* атомных *ядер, протонный и двухпротонный распады* и др.

В случае β-распада большое время жизни ядер обусловлено природой слабого взаимодействия, ответственного за этот распад. Остальные виды радиоактивных процессов вызваны сильным взаимодействием. Замедление таких процессов связывают с наличием потенциальных барьеров, затрудняющих вылет частиц из ядра.

Радиоактивность часто сопровождается γ-излучением, возникающим в результате переходов между различными квантовыми состояниями одного и того же ядра.

Существует четыре природных радиоактивных ряда (семейств): ${}_{92}^{238}U \rightarrow {}_{82}^{206}Pb$, ${}_{92}^{235}U \rightarrow {}_{82}^{207}Pb$, ${}_{92}^{236}U \rightarrow {}_{82}^{208}Pb$, ${}_{93}^{237}Np \rightarrow {}_{83}^{209}Bi$. Радиоактивный ряд ${}_{92}^{238}U \rightarrow {}_{82}^{206}Pb$ приведен на рис. 9.6.

Внешние условия (давление, температура, химические реакции и пр.) на ход радиоактивных превращений не оказывают никакого влияния, так как все процессы совершаются внутри ядер.

Реакция ядерного деления. Цепная реакция деления. Ядерный реактор

Ядра обычно находятся в состоянии с наименьшей энергией, это состояние называется основным. При попадании частиц с большой кинетической энергией в ядро, оно переходит в возбужденное неустойчивое состояние и через некоторое время делится на два более устойчивых ядра. При реакции деления выделяется очень большая энергия, она высвобождается в виде кинетической энергии двух ядер-осколков, а также вылетающих при этом нейтронов, электронов, нейтрино, гамма - квантов. Основная часть энергии деления приходится на энергию ядер-осколков.

Замечательным и чрезвычайно важным свойством реакции деления является то, что в результате деления образуется несколько вторичных нейтронов. Это обстоятельство позволяет создавать условия для поддержания стационарной или развивающейся во времени реакции деления ядер. Например, если один нейтрон вызывают реакцию деления одного ядра, то образующиеся в результате реакции три нейтрона могут вызвать деление других трех ядер, возникшие при этом уже девять нейтронов после следующей реакции создадут двадцать семь нейтронов и так далее. Число вторичных нейтронов различно для разных реакций и зависит как от энергии нейтрона, так и от свойств ядра. В результате серии таких реакций за короткое время может произойти множество актов деления ядер, такой процесс называют цепной реакцией.

Ядерный реактор - это техническая установка, в которой осуществляется и поддерживается управляемая цепная реакция деления тяжелых ядер. Для получения такой реакции, очевидно, необходимо создать такие условия, чтобы после каждой реакции распада ядра урана и после поглощения некоторых нейтронов примесями, оставался в среднем один нейтрон для продолжения дальнейших реакций распада, то есть необходимо непрерывно поддерживать критический режим реакции (К=1)

Термоядерный синтез.

Термоядерные реакции – реакции слияния (синтеза) легких ядер, протекающие при высоких температурах ($\sim 10^8$ К и выше). Высокие температуры, т.е. большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления кулоновского отталкивания. Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил. В природных условиях термоядерные реакции протекают в недрах звезд. Для осуществления термоядерной реакции в земных условиях необходимо сильно разогреть вещество либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо импульсом лазерного излучения большой мощности и др. В настоящее время удалось осуществить слияние двух дейтронов

$$ {}_1^2H + {}_1^2H \rightarrow {}_2^3He + {}_0^1n + 3{,}3\ \text{МэВ} $$

или

$$ {}_1^2H + {}_1^2H \rightarrow {}_1^3H + {}_1^1p + 4\ \text{МэВ} $$

и синтез тритона и дейтрона

$$ {}_1^3H + {}_1^2H \rightarrow {}_2^4He + {}_0^1n + 17{,}6\ \text{МэВ} $$

Термоядерные реакции в крупных масштабах осуществлены пока в испытательных взрывах термоядерных (водородных) бомб.

Использование термоядерных реакций в мирных целях пока не удалось осуществить, хотя идут интенсивные работы по *управляемому термоядерному синтезу (УТС),* с которым связаны надежды на решение энергетических проблем человечества, поскольку дейтерий содержащийся в морской воде, представляет собой практически неисчерпаемый источник горючего для УТС.

Экологически чистыми являются термоядерные реакции с участием изотопа гелия ${}_2^3He$. Например,

$$^{2}_{1}H+^{3}_{2}He\rightarrow^{4}_{2}He+^{1}_{1}p+18{,}4\text{ МэВ}$$

или $$^{1}_{1}p+^{15}_{7}N\rightarrow^{4}_{2}He+^{12}_{6}C+5\text{ МэВ}\;.$$

Однако на Земле изотопа гелия $^{3}_{2}He$ практически нет, но зато, предполагают, его много на Луне.

Термоядерные реакции осуществляют в термоядерных реакторах – системах закрытого типа, например, *токамак, стелларатор*, в которых удержание высокотемпературной плазмы осуществляют магнитным полем (магнитные ловушки) или с использованием импульсного лазера, которые были начаты в 1964 г или *мюонный катализ* (*холодный термоядерный синтез*) и др.

1. 29 Лекция № 35 (2 часа).

Тема: «Физическая картина мира»

1.29.1 Вопросы лекции:

1. Механистическая картина мира
2. Электромагнитная картина мира
3. Становление современной физической картины мира
4. Материальный мир

1.29.2 Краткое содержание вопросов:

Механистическая картина мира

Она складывается в результате научной революции XVI-XVII вв. на основе работ Галилео Галилея, который установил законы движения свободно падающих тел и сформулировал механический принцип относительности. Но главная заслуга Галилея в том, что он впервые применил для исследования природы экспериментальный метод вместе с измерениями исследуемых величин и математической обработкой результатов измерений. Если эксперименты ставились и раньше, то математический их анализ впервые систематически стал применять именно Галилей.

Принципиальное отличие нового метода исследования природы от ранее существовавшего натурфилософского способа состояло, следовательно, в том, что в нем гипотезы систематически проверялись опытом. Эксперимент можно рассматривать как вопрос, обращенный к природе. Чтобы получить на него определенный ответ, необходимо так сформулировать вопрос, чтобы получить на него вполне однозначный и определенный ответ. Для этого следует так построить эксперимент, чтобы по возможности максимально изолироваться от воздействия посторонних факторов, которые мешают наблюдению изучаемого явления в "чистом виде". В свою очередь гипотеза, представляющая собой вопрос к природе, должна допускать эмпирическую проверку выводимых из нее некоторых следствий. В этих целях, начиная с Галилея, стали широко использовать математику для количественной оценки результатов экспериментов.

Таким образом, новое экспериментальное естествознание в отличие от натурфилософских догадок и умозрений прошлого стало развиваться в тесном взаимодействии теории и опыта, когда каждая гипотеза или теоретическое предположение систематически проверяются опытом и измерениями.

Ключевым понятием механистической картины мира было понятие движения. Именно законы движения Ньютон считал фундаментальными законами мироздания. Тела обладают внутренним врожденным свойством двигаться равномерно и прямолинейно, а отклонения от этого движения связаны с действием на тело внешней силы (инерции). Мерой инертности является масса, другое важнейшее понятие классической механики. Универсальным свойством тел является тяготение.

Ньютон, как и его предшественники, придавал большое значение наблюдениям и эксперименту, видя в них важнейший критерий для отделения ложных гипотез от истинных. Поэтому, он резко выступал против так называемых скрытых качеств, с помощью которых последователи Аристотеля пытались объяснить многие явления и процессы природы.

Ньютон выдвигает совершенно новый принцип исследования природы, согласно которому вывести два или три общих начала движения из явления и после этого изложить, каким образом свойства и действия всех телесных вещей вытекают из этих явных начал, - было бы очень важным шагом в философии, хотя причины этих начал и не были еще открыты.

Эти начала движения и представляют собой основные законы механики, которые Ньютон точно формулирует в своем главном труде "Математические начала натуральной философии", опубликованном в 1687г.

Первый закон, который часто называют законом инерции, утверждает: всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения, пока и поскольку оно не нуждается приложенными силами изменить это состояние.

Этот закон, как отмечалось выше, был открыт ещё Галилеем, который отказался от прежних наивных представлений, что движение существует лишь тогда, когда на тело действуют силы. Путём мысленных экспериментов он сумел показать, что по мере уменьшения воздействия внешних сил тело будет продолжать своё движение, так что при отсутствии внешних сил оно должно оставаться либо в покое, либо в равномерном и прямолинейном движении. Конечно, в реальных движениях никогда нельзя полностью освободиться от воздействия сил трения, сопротивления воздуха и других внешних сил, и поэтому закон инерции представляет собой идеализацию, в которой отвлекаются от действительно сложной картины движения и воображаютсебе картину идеальную, которую можно получить путём предельного перехода, т.е. посредством непрерывного уменьшения действия на тело внешних сил и перехода к такому состоянию, когда воздействие станет равным нулю.

Второй основной закон занимает в механике центральное место: изменение количества движения пропорционально приложенной действующей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует.
Третий закон Ньютона: действию всегда есть равное и противоположно направленное противодействие, иначе взаимодействия двух тел друг на друга между собой равны и направлены в противоположные стороны.
Возникает вопрос, каким способом были открыты эти основные законы или принципы механики? Нередко говорят, что они получаются путем обобщения ранее установленных частных или даже специальных законов, какими являются, например, законы Галилея и Кеплера. Если рассуждать по законам логики, такой взгляд нельзя признать правильным, ибо не существует никаких индуктивных правил получения общих утверждений из частных. Ньютон считал, что принципы механики устанавливаются с помощью двух противоположных, но в то же время взаимосвязанных методов - анализа и синтеза.
Открытие принципов механики действительно означает подлинно революционный переворот, который связан с переходом от натурфилософских догадок и гипотез о "скрытых" качествах и спекулятивных измышлений к точному экспериментальному естествознанию, в котором все предположения, гипотезы и теоретические построения проверялись наблюдениями и опытом. Поскольку в механике отвлекаются от качественных изменений тел, постольку для её анализа можно было широко пользоваться математическими абстракциями и созданным самим Ньютоном и одновременно Лейбницем (1646-1716) анализом бесконечно малых. Благодаря этому изучение механических процессов было сведено к точному математическому их описанию.
На основе механистической картины мира в XVIII-начале XIX вв. была разработана земная, небесная и молекулярная механика. Быстрыми темпами шло развитие техники. Это привело к абсолютизации механистической картины мира, к тому, что она стала рассматриваться в качестве универсальной.
В это же время в физике начали накапливаться эмпирические данные, противоречащие механистической картине мира. Так, наряду с рассмотрением системы материальных точек, полностью соответствовавшей корпускулярным представлениям о материи, пришлось ввести понятие сплошной среды, связанное по сути дела, уже не с корпускулярными, а с континуальными представлениями о материи. Так, для объяснения световых явлений вводилось понятие эфира - особой тонкой и абсолютно непрерывной световой материи.
Эти факты, не укладывающиеся в русло механистической картины мира, свидетельствовали о том, что противоречия между установившейся системой взглядов и данными опыта оказались непримиримыми. Физика нуждалась в существенном изменении представлений о материи, в смене физической картины мира.
Электромагнитная картина мира

В процессе длительных размышлений о сущности электрических и магнитных явлений М. Фарадей пришел к мысли о необходимости замены корпускулярных представлений о материи континуальными, непрерывными. Он сделал вывод, что электромагнитное поле сплошь непрерывно, заряды в нем являются точечными силовыми центрами. Тем самым отпал вопрос о построении механистической модели эфира, несовпадении механистических представлений об эфире с реальными опытными данными о свойствах света, электричества и магнетизма.
Одним из первых идеи Фарадея оценил Максвелл (1831-1879). При этом он подчеркивал, что Фарадей выдвинул новые философские взгляды на материю, пространство, время и силы, во многом изменявшие прежнюю механистическую картину мира.
Взгляды на материю менялись кардинально: совокупность неделимых атомов переставала быть конечным пределом делимости материи, в качестве такового принималось единое абсолютно непрерывное бесконечное поле с силовыми точечными центрами - электрическими зарядами и волновыми движениями в нем.
Движение понималось не только как простое механическое перемещение, первичным по отношению к этой форме движения становилось распространение колебаний в поле, которое описывалось не законами механики, а законами электродинамики.
Хотя законы электродинамики, как и законы классической механики, однозначно предопределяли события, и случайность все еще пытались исключить из физической картины мира, создание кинетической теории газов ввело в теорию, а затем и в электромагнитную картину мира понятие вероятности. Правда, пока физики не оставляли надежды найти за вероятностными характеристиками четкие однозначные законы, подобные законам Ньютона.
Новая электромагнитная картина мира объяснила большой круг явлений, непонятных с точки зрения прежней механистической картины мира. Она глубже вскрыла материальное единство мира, поскольку электричество и магнетизм объяснялись на основе одних и тех же законов.
Однако и на этом пути вскоре стали возникать непреодолимые трудности. Так, согласно электромагнитной картине мира, заряд стал считаться
Уточечным центром, а факты свидетельствовали о конечной протяженности частицы-заряда. Поэтому уже в электронной теории Лоренца частица-заряд вопреки новой картине мира рассматривалась в виде твердого заряженного шарика, обладающего массой. Непонятыми оказались результаты опытов
Майкельсона 1881-1887 гг., где он пытался обнаружить движение тела по инерции при помощи приборов, находящихся на этом теле. По теории Максвелла, такое движение можно было обнаружить, но опыт не подтверждал этого.
К концу XIX в. накапливалось все больше необъяснимых несоответствий теории и опыта. Одни были обусловлены недостроенностью электромагнитной картины мира, другие вообще не согласовывались с континуальными представлениями о материи: трудности в объяснении фотоэффекта, линейчатый спектр атомов, теория теплового излучения.
Принимая законы электродинамики в качестве основных законов физической реальности, А. Эйнштейн ввел в электромагнитную картину мира идею относительности пространства и времени и тем самым устранил противоречие между пониманием материи как определенного вида поля и ньютоновскими представлениями о пространстве и времени.
Введение в электромагнитную картину мира релятивистских представлений о пространстве и времени открыло новые возможности для ее развития.
С конца XIX в. обнаруживалось все больше непримиримых противоречий между электромагнитной теорией и фактами.
В 1897г. было открыто явление радиоактивности и установлено, что оно связано с превращением одних химических

элементов в другие и сопровождается испусканием альфа- и бета-лучей. На этой основе появились эмпирические модели атома, противоречащие электромагнитной картине мира.

Становление современной физической картины мира

В конце XIX в. и начале XX в. в естествознании были сделаны крупнейшие открытия, которые коренным образом изменили наши представления о картине мира. Прежде всего, это открытия, связанные со строением вещества, и открытия взаимосвязи вещества и энергии. Если раньше последними неделимыми частицами материи, из которых состоит природа, считались атомы, то в конце XIX в. были открыты электроны, входящие в состав атомов. Позднее было установлено строение ядер атомов, состоящих из протонов (положительно заряженных частиц) и нейтронов (лишённых заряда частиц).

Согласно первой модели атома, построенной английским учёным Эрнестом Резерфордом (1871-1937), атом уподоблялся миниатюрной солнечной системе, в которой вокруг ядра вращаются электроны. Такая система была, однако, неустойчивой: вращающиеся электроны, теряя свою энергию, в конце концов, должны были упасть на ядро. Но опыт показывает, что атомы являются весьма устойчивыми образованиями и для их разрушения требуются огромные силы. В связи с этим прежняя модель строения атома была значительно усовершенствована выдающимся физиком Нильсом Бором (1885-1962), который предположил, что при вращении по так называемым стационарным орбитам электроны не излучают энергию. Такая энергия излучается или поглощается в виде кванта, или порции энергии, только при переходе электрона с одной орбиты на другую.

В 30-е годы XX в. было сделано другое важнейшее открытие, которое показало, что все элементарные частицы вещества, например электроны, обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Таким путём было доказано экспериментально, что между веществом и полем не существует непроходимой границы: в определённых условиях элементарные частицы вещества обнаруживают волновые свойства, а частицы поля -свойства корпускул. Это явление получило название дуализма волны и частицы - представление, которое никак не укладывалось в рамки обычного здравого смысла. До этого физики придерживались убеждения, что вещество, состоящее из разнообразных материальных частиц, может обладать лишь корпускулярными свойствами, а энергия поля - волновыми свойствами. Соединение в одном объекте корпускулярных и волновых свойств совершенно исключалось. Но под давлением неопровержимых экспериментальных результатов учёные вынуждены были признать, что микрочастицы одновременно обладают как свойствами корпускул, так и волн.

Так сложились новые, квантово-полевые представления о материи, которые определяются как корпускулярно-волновой дуализм - наличие у каждого элемента материи свойств волны и частицы. Ушли в прошлое и представления о неизменности материи. Одной из основных особенностей элементарных частиц является их универсальная взаимозависимость и взаимопревращаемость. В современной физике основным материальным объектом является квантовое поле, переход его из одного состояния в другое меняет число частиц.

Окончательно утверждаются представления об относительности пространства и времени, зависимость их от материи. Пространство и время перестают быть независимыми друг от друга и, согласно теории относительности, сливаются в едином четырехмерном пространственно-временном континууме.

Эти новые мировоззренческие подходы к исследованию естественнонаучной картины мира оказали значительное влияние как на конкретный характер познания в отдельных отраслях естествознания, так и на понимание природы, научных революций в естествознании. А ведь именно с революционными преобразованиями в естествознании связано изменение представлений о картине природы.

Квантово-полевая картина мира и в настоящее время находится в состоянии становления. С каждым годом к ней добавляются новые элементы, выдвигаются новые гипотезы, создаются и развиваются новые теории.

Материальный мир

Естественные науки, начав изучение материального мира с наиболее простых непосредственно воспринимаемых человеком материальных объектов, переходят далее к изучению сложнейших объектов глубинных структур материи, выходящих за пределы человеческого восприятия и несоизмеримых с объектами повседневного опыта.

Применяя системный подход, естествознание не просто выделяет типы материальных систем, а раскрывает их связь и соотношение.

В науке выделяются три уровня строения материи.

1. Микромир - мир предельно малых, непосредственно не наблюдаемых микрообъектов, пространственная размерность которых исчисляется от 10–8 до 10–16 см, а время жизни - от бесконечности до 10–24 с.

Основные структурные элементы: молекулы, атомы, элементарные частицы.

2. Макромир - мир макрообъектов, размерность которых соотносима с масштабами человеческого опыта. Пространственные величины выражаются в миллиметрах, сантиметрах и километрах, а время - в секундах, минутах, часах, годах.

Основные структурные элементы: тела на Земле, Земля и другие планеты, Звёзды, гравитационные и электромагнитные поля.

3. Мегамир - мир огромных космических масштабов и скоростей, расстояние в котором измеряется световыми годами, а время существования космических объектов - миллионами и миллиардами лет.

Основные структурные элементы: Галактики, гравитационные и электромагнитные поля.

И хотя на этих уровнях действуют свои специфические закономерности, микро-, макро- и мегамиры теснейшим образом взаимосвязаны. Нет жесткой границы, однозначно разделяющей микро-, макро- и мегамиры. При несомненном качественном различии они связаны конкретными процессами взаимопереходов. Наша Земля представляет макромир. Но в качестве одной из планет Солнечной системы она одновременно выступает и как элемент мегамира.

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

2.1 Лабораторная работа № 1 (2 часа).

Тема: «Изучение законов равноускоренного движения **»**

2.1.1 Цель работы: Проверка кинематических уравнений с помощью компьютерной модели

2.1.2 Задачи работы:

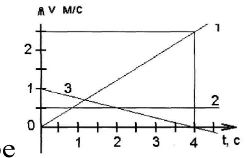
1. Реализовать различные режимы движения в компьютерной модели
2. Построить графики зависимости координаты и скорости от времени

2.1.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер
2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.1.4 Описание (ход) работы:

1. Загрузите программу "Физика в картинках".
2. Выберите раздел "Механика", затем лабораторную работу "Равноускоренное движение".
3. Реализуйте в компьютерном эксперименте следующие режимы движения:
   а) $v_0 = 0{,}2 м/с,\ a=0\ м/с^2$
   б) $v_0 = 0 м/с,\ a= -0{,}5\ м/с^2$
   в) $V_0=1 М/С,\ a = 0{,}1\ М/С^2$
   г) $v_0 = 1 м/с,\ a= -\ 0{,}1\ м/с^2$

   Зарисуйте в тетради графики зависимости перемещения, координаты и скорости от времени.
4. На рисунке приведены графики скорости для нескольких режимов движения. Чему равно ускорение в каждом из этих случаев? Реализуйте эти режимы движения на
   

   компьютере
5. Начальная скорость человека v_0 = 1 м/с. Известно, что двигаясь с постоянным ускорением, человек через 4 с остановился. Найдите его ускорение. Реализуйте это движение на компьютере. Через какое время он вернётся к точке старта?

2.2 Лабораторная работа № 2 (2 часа).

Тема: «Законы сохранения импульса и энергии при упругом и неупругом ударе**»**

2.2.1 Цель работы: Проверка законов сохранения в механике с помощью компьютерной модели

2.2.2 Задачи работы:

1. Реализовать на модели и изучить различные виды удара

2.2.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер
2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.2.4 Описание (ход) работы:

1. Загрузите программу “Физика в картинках”.

2. Выберите раздел “Механика”, затем демонстрацию “Упругие и неупругие соударения” и ознакомьтесь с её работой.
3. После этого в этой демонстрации нажмите вкладку “Вопросы”.
4. Решив предложенную компьютером задачу, введите ответ в поле ввода.
5. Проведите проверку вашего решения, нажав кнопку “Проверка” в нижней части экрана. Результат проверки в показать преподавателю.
6. Перейдите к следующей задаче, для этого нажмите кнопку “Следующая” в нижней части экрана.
   Повторите пункты №4, №5, №6 лабораторной работы для всех последующих задач.
7. Решения всех задач записать в тетрадь.
   Замечание: после решения задач вернуться к модели вы можете при помощи вкладки “Старт”.
8. Сделайте вывод о проделанной работе и запишите его в тетрадь.
9. Дополнительное задание: ознакомьтесь с работой демонстрации “Соударения шаров”, нажмите вкладку “Вопросы” в ней и ответьте на поставленные вопросы.
10. Завершите работу программы.

2.3 Лабораторная работа № 3 (2 часа).

Тема: «Определение момента инерции шатуна»

2.3.1 Цель работы: Определить момент инерции шатуна

2.3.2 Задачи работы:

1. Опытным путем определить момент инерции, применяя уравнения и формулы физики колебаний

2.3.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. штатив с отвесом и горизонтальной осью,
2. секундомер,
3. шатун,
4. крючки с нитями,
5. масштабная линейка

2.3.4 Описание (ход) работы:

1. Значение массы шатуна выбито на шатуне в граммах. По этому значению вычислить вес шатуна в Ньютонах в положении равновесия.
2. Отметить на шатуне центр тяжести О. Для этого шатун подвесить на крючках так, как показано на рис. 1 а. Положение центра тяжести определится как точка пересечения отвесной линии с осью симметрии шатуна.

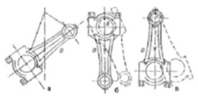


Рис. 1

3. Подвесить шатун так, как показано на рис. 1 б (ось вращения шатуна проходит через точку В) и, определив время десяти колебаний, найти период колебания шатуна T_B относительно оси, проходящей через точку В (шатун отклоняется от положения равновесия на 3-5°) $\left(T_B = \frac{t}{10}\right)$.
4. Измерить масштабной линейкой расстояние $r_{BO} = BO$.
5. Вычислить момент инерции шатуна относительно оси, проходящей через точку В (J_B) по формуле (2).
6. Подвесить шатун так, как это показано на рис. 1 в (ось вращения шатуна проходит через точку А), и аналогично описанному выше определить период колебаний шатуна (T_A), расстояние $r_{AO} = AO$ и вычислить момент инерции шатуна относительно оси, проходящей через точку А (J_A).
7. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.

	m	p	n	t	T	r	J	J_O

Относительно оси, проходящей через точку В. Относительно оси, проходящей через точку А.								

6. Вычислить J_O шатуна: $J_O = J_A - r_{AO}^2 m$; $J_O = J_B - r_{BO}^2 m$ для двух положений шатуна и его среднее значение.
7. Найти абсолютную и относительную погрешности вычислений момента инерции шатуна J_O относительно оси, проходящей через центр масс.

2.4 Лабораторная работа № 4 (2 часа).

Тема: «Изучение законов свободных колебаний упруго-деформированного тела»

2.4.1 Цель работы: Изучение законов свободных колебаний пружинного маятника

2.4.2 Задачи работы:

1. Изучение зависимости смещения пружинного маятника от величины деформирующей силы

2. Изучение зависимости периода колебаний пружинного маятника от его массы

2.4.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. кронштейн с пружиной и со шкалой,
2. набор грузов,
3. секундомер

2.4.4 Описание (ход) работы:

Задание 1. Изучение зависимости смещения пружинного маятника от величины деформирующей силы.

1. Укрепить на стойке кронштейн с пружиной так, чтобы стрелка указателя была при ненагруженной пружине в высшей точке шкалы. Отметить положение стрелки указателя на шкале (рис.).
2. Навесить на пружину один груз, записать в таблицу его массу и снова отметить положение стрелки на шкале. По разности показаний по шкале определить смещение x_1, под действием данного груза m_1.
3. Навешивая на пружину 2, 3 и т.д. грузы, записать в таблицу массы их и соответствующие смещения.

№ п/п	m	F	x	k	$k_{ср}$

4. По результатам опытов построить график зависимости деформирующей силы от смещения F=f(x).
5. Вычислить величину k = mg/x, а затем рассчитать $k_{ср}$.

Задание 2. Изучение зависимости периода колебаний пружинного маятника от его массы.

1. Слегка оттянуть пружину с грузом и отпустить. С помощью секундомера определить время 20 полных колебаний маятника и рассчитать период колебания $T_1 = \frac{t_1}{20}$.
2. Проделать то же самое, навешивая 2 груза вместе, затем 3 груза и т.д.

№ п/п	m	n	t	T
1. 2. 3.				

3. Поданным опыта построить график зависимости периода T колебаний груза от его массы m (T= f(m)).

2.5 Лабораторная работа № 5 (2 часа).

Тема: «Определение вязкости жидкости методом Стокса»

2.5.1 Цель работы: ознакомиться с устройством прибора Стокса и определить коэффициент вязкости масла (подсолнечного, трансформаторного, машинного).

2.5.2 Задачи работы:

1. Примененить формулу Стокса для измерения вязкости масла.

2.5.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. прибор Стокса,

2. ареометр, пипетка, исследуемая жидкость (масло)

2.5.4 Описание (ход) работы:

Прибор Стокса представляет собой цилиндр, наполненный исследуемой жидкостью с двумя кольцевыми метками **M** и **N**, которые могут перемещаться вдоль цилиндра.

Телами шарообразной формы служат капли воды, выпускаемые пипеткой на поверхность исследуемой жидкости. Верхняя кольцевая метка **M** устанавливается на расстоянии **6-8 см** от поверхности жидкости, чтобы шарик, приближаясь к кольцу, приобрел постоянную скорость. *Рассчитайте, через какое время движение капли воды станет равномерным, и какой путь пройдет капля.*

Расстояние между метками **M N** делают не менее **0,3 м**. Секундомер включается и выключается в момент прохождения шариком верхней и нижней меток.

Опыт повторяют не менее трех раз при одинаковом расстоянии между метками. Плотность воды и плотность масла находят ареометром, а затем сравнивают со значениями в справочнике.

По данным опыта вычисляют коэффициент вязкости η.

Результаты измерений и вычислений заносят в таблицу.

№	r, мм	S, $м^2$	t, с	ρ, кг/$м^3$	ρ_1, кг/$м^3$	η, Па*с	$\eta_{ср}$, Па*с
1							
2							
3							

Значение радиуса шарика (капли) указано на установке.

2.6 Лабораторная работа № 6 (2 часа).

Тема: «Исследование распределения Максвелла. Определение наиболее вероятной скорости движения молекул азота**»**

2.6.1 Цель работы: Исследование распределения молекул газа по скоростям

2.6.2 Задачи работы:

1. Изучить распределение молекул по скоростям

2. Определить наиболее вероятную скорость молекул

2.6.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.6.4 Описание (ход) работы:

1. Запустите программу “Молекулярная физика”
2. Ознакомьтесь с описанием компьютерной модели «Распределение Максвелла». Выберите в меню кнопку *Один газ*.
3. С помощью кнопки *Изменение Т* установите температуру 450 К, считая T_0 = 600 К.
4. Дождитесь, пока кривая распределения не станет максимально приближена к вершинам каждого из столбиков. Приостановите модель нажатием клавиши PAUSE (BREAK) на клавиатуре. (Для продолжения работы модели необходимо нажать ENTER)
5. Одно деление на оси абсцисс соответствует 90 м/с. (Рис.1) Измерьте:
   - число частиц n_1, скорости которых попали в интервал от 90 м/с до 180 м/с,
   - число частиц n_2, скорости которых попали в интервал от 270 м/с до 360 м/с,
   - число частиц n_3, скорости которых попали в интервал от 450 м/с до 540 м/с,
   - число частиц n_4, скорости которых попали в интервал от 630 м/с до 720 м/с
   - число частиц n_5, скорости которых попали в интервал от 810 м/с до 900 м/с

- число частиц n_6, скорости которых попали в интервал от 1080 м/с до 1170 м/с

6. Постройте кривую распределения молекул по скоростям n_i (υ). Определите по графику наиболее вероятную скорость молекул. Таким образом, вы получите её экспериментальное значение.
7. Вычислите теоретическое значение наиболее вероятной скорости молекул азота (μ =0,028 кг/моль) для заданной температуры по формуле (3) и сравните с экспериментальным.
8. Выполните пункты № 3 $\div$ №7 лабораторной работы для температуры Т = 600 К. (Замечание: графики распределения первого и второго опыта необходимо строить в одних осях)
9. Сделайте вывод о проделанной работе и запишите его в тетрадь.

Завершите работу программы

2.7 Лабораторная работа № 7 (2 часа).

Тема: «Определение постоянной Больцмана»

2.7.1 Цель работы: определить постоянную Больцмана.

2.7.2 Задачи работы:

1. Измерить постоянную Больцмана, пользуясь основным уравнением МКТ.

2.7.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. стеклянный баллон объемом не менее 20 л., манометр, медицинский шприц, эфир

2.7.4 Описание (ход) работы:

1. Через иглу, вставленную в пробку баллона, с помощью шприца впрыскивают эфир в баллон. По истечении 1-2 минут необходимо быстро измерить разность уровней $\Delta \mathbf{h}$. Температуру Т определяют по термометру.
2. Опыт проводят три раза, впрыскивая следующие объемы эфира: 0,2 мл, 0,3 мл, 0,4 мл. (1 кубик шприца – 1 мл.)
3. Пользуясь формулой (9) рассчитывают значение постоянной Больцмана k.
4. Результаты измерений и вычислений заносят таблицу.

№ опыта	$\Delta \mathbf{h}$, м	Т, К	В, $\mathbf{кг \cdot м^4/с^2}$	$\mathbf{V_э}$, $м^3$	V, $м^3$	k, $\mathbf{Дж/К}$	$\mathbf{k_{CP}}$, $\mathbf{Дж/К}$
1							
2							

5. Среднее значение $\mathbf{k_{CP}}$, полученное опытным путем, сравнивают с теоретическим значением постоянной Больцмана.
6. Оцените погрешность измерения k, поясните причины отличия от теоретического значения.
7. Сформулируйте вывод по данной работе.

2.8 Лабораторная работа № 8 (2 часа).

Тема: «Цикл Карно. Исследование зависимости К.П.Д. идеальной тепловой машины от разности температур нагревателя и холодильника»

2.8.1 Цель работы: Выяснить с помощью компьютерной модели зависимость КПД цикла от температуры термостатов

2.8.2 Задачи работы:

1. Изучить отличия графиков изотермического и адиабатного процессов
2. Определение зависимости КПД цикла Карно от температур нагревателя и охладителя

2.8.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер
2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.8.4 Описание (ход) работы:

Задание1. Изотерма и адиабата.

1. Ознакомьтесь с описанием компьютерной модели «Изотерма и адиабата».
2. Пронаблюдайте экспериментальные графики изотермического и адиабатного процессов при различных температурах.

Задание 2. Определение зависимости КПД цикла Карно от температур нагревателя и охладителя..

1. Запустите программу «Молекулярная физика».
2. Ознакомьтесь с описанием компьютерной модели «Цикл Карно».
3. Нажмите кнопку ПУСК. Определите по строке параметров температуру нагревателя T_1.
4. Установите температуру $T_1 = 380^0$. Для этого нажмите кнопку “ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР” « T », затем « T1 ».Если исходная температура ниже 380^0, то перейдите с помощью клавиш клавиатуры к выше лежащей изотерме. Подтвердите свой выбор нажатием клавиши ENTER.
5. Аналогично установите температуру $T_2 = 220^0$.
6. Нажмите кнопку « Пуск ». Зарисуйте цикл Карно в координатах p – V. Дождитесь пока модель завершит цикл и зарисуйте его в осях S – T, где S – энтропия.
7. Занесите в таблицу значение работы A, совершенной за цикл, количества теплоты Q_1, полученного от нагревателя и КПД машины.(Рис. 1)
8. Вычислите приращение энтропии ΔS, полученное при изотермическом расширении по формуле $\Delta S = \frac{Q_1}{T_1}$.
9. Установите температуру $T_2 = 200^0$, а затем 180^0 и выполните пункты № 6, №7 и №8
10. Сделайте вывод о зависимости КПД тепловой машины и приращения энтропии от температур нагревателя и холодильника.
11. Завершите работу программы.

T_1 - T_2 (^{0} C)	A, (Дж)	Q_1, (Дж)	η (%)	ΔS, (Дж/К)

2.9 Лабораторная работа № 9 (2 часа).

Тема: «Определение отношения теплоемкостей газов»

2.9.1 Цель работы: определить отношение теплоемкостей для воздуха.

2.9.2 Задачи работы:

1. Экспериментально определить отношение теплоёмкостей воздуха

2.9.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. прибор Клемана – Дезорма,
2. нагнетатель (резиновая груша),
3. манометр

2.9.4 Описание (ход) работы:

1. Закрыть кран 1, открыть кран 2; быстро, но аккуратно, нагнетателем 3 накачать воздух в баллон, так чтобы разность жидкости в манометре составляла 20 – 25 см; закрыть кран 2; записать, установившуюся на манометре 4, разность уровней (h_1) в таблицу (состояние 1). Отсчет вести по нижнему краю мениска.
2. Открыть кран 1 и, после выравнивания уровней, закрыть кран 1.
3. Выждав 2 – 3 мин пронаблюдать самопроизвольное увеличение разности уровней жидкости в манометре до максимального значения (h_2). Записать в таблицу.
4. Провести опыт не менее трех раз.

№ п/п	h_1, мм.	h_2, мм.	γ	$\gamma_{ср}$
1				
2				

5. По данным таблицы, вычислить γ, используя формулу (4). Результат записать в таблицу. Сравнить полученное значение γ со справочным.

2.10 Лабораторная работа № 10 (2 часа).

Тема: «Правила техники безопасности. Электроизмерительные приборы»

2.10.1 Цель работы: Ознакомление с элементарными сведениями по технике безопасности.

2.10.2 Задачи работы:

1. Ознакомление с правилами техники безопасности при работе с электрическими установками

2. Изучение принципов действия электроизмерительных приборов

2.10.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Пособия по технике безопасности при работе с электрическими установками

2. Набор электроизмерительных приборов

2.10.4 Описание (ход) работы:

Наиболее опасны постоянные токи и токи переменной частоты от 40 до 60 Гц величиной 0,1 А и выше. Во избежании поражения электрическим током следует соблюдать следующие правила по технике безопасности:

1. Все электрические схемы монтировать с помощью соединительных проводов. Провода должны быть изолированными.
2. Переплетение даже изолированных проводов не допускать.
3. Цепь вести от источника тока, но подключать источник тока в последнюю очередь. При разборке схемы прежде всего отключить источник тока.
4. Все реостаты, включенные в цепь, должны быть установлены на максимум сопротивления.
5. Потенциометры устанавливать на нуль подаваемого в контур напряжения.
6. Замыкать цепь без проверки схемы преподавателем или лаборантом категорически запрещается.
7. Ток замыкать только на время отсчетов.
8. Не производить переключение схем, находящихся под напряжением.
9. Не прикасаться к изолированным частям схемы.
10. Не оставлять без наблюдения схему, находящуюся под напряжением.
11. После выполнения лабораторной работы отключить схему от напряжения, если есть конденсаторы, то их разрядить.

Все электроизмерительные приборы классифицируются по следующим основным признакам:

1. Показывающие приборы. Благодаря наличию в этих приборах шкалы (предварительно градуированной с эталоном) и указателя они дают возможность непосредственно отсчитать значение измеряемой величины.

2. Регистрирующие и самопишущие приборы. Такие приборы позволяют непрерывно или через определенные интервалы последовательно записывать значения измеряемой величины. Запись производится на миллиметровую бумагу, фотопленку.

3. Интегрирующие приборы**.** Они позволяют получать суммарное значение измеряемой величины (например, счетчики электрической энергии).

4. Интегрирующие приборы служат для сравнения измеряемой величины с образцом (мосты и потенциометры).

2.11 Лабораторная работа № 11 (2 часа).

Тема: «Движение заряженной частицы в однородном электрическом поле**»**

2.11.1 Цель работы: Изучение действия электрического поля на аряженную частуцу

2.11.2 Задачи работы:

1. Изучить траекторию движения заряженной частицы в электрическом поле
2. Определить удельный заряд частицы

2.11.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер
2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.11.4 Описание (ход) работы:

1. Выберите раздел «Электричество». Нажмите кнопку с названием данной работы.
2. Нажмите «мышью» кнопку «Выбор». Подведите курсор «мыши» к вектору E и установите напряженность $E \geq 2\ {}^{kB}\!/\!_{m}$.
3. Аналогичным способом установите $v_{ox} = 5 \cdot 10^{6}\ {}^{i}\!/\!_{c}$, $v_{oy} = 0\ {}^{i}\!/\!_{c}$. Нажав «Старт», пронаблюдайте движение частицы. Изменяя V_{ox} , подберите <u>минимальное</u> значение, при котором частица вылетает из конденсатора. Запишите значение длины пластины конденсатора $L(x)$.
4. Зарисуйте движение частицы и укажите вектор начальной скорости и ускорение движения частицы.
5. Верните модель в исходные начальные условия (E, v_{ox}, v_{oy}).
6. Нажмите «Старт» и проследите, чтобы электрон не вылетел из конденсатора. Если электрон «приземлился» на одной из пластин, то запишите в таблицу значения скорости V_{ox}, V_{y} и времени полета электрона t, полученные в ходе эксперимента. Если электрон вылетел из конденсатора, то измените величину начальной скорости, уменьшите или увеличьте напряженность поля и повторите опыт.
7. Используя формулу (4) рассчитайте ускорение электрона.
8. Вычислите величину удельного заряда q/m , выразив ее из формулы (2).
9. Повторите пункты $6 \div 8$ не менее пяти раз, изменяя каждый раз значение скорости V_{ox} . Данные занесите в таблицу.
10. Вычислите среднее арифметическое значение величины удельного заряда и сравните с табличным значением удельного заряда электрона (q = –1,6·10^{-19} Кл, m = 9,1·10^{-31} кг), рассчитайте ε_1.
11. Постройте график зависимости составляющей скорости V_y на вылете из конденсатора от обратной начальной скорости ($v_y = f(1/v_{ox})$).
12. Определите по наклону графика экспериментальное значение удельного заряда частицы, используя формулу:

$$\frac{q}{m} = \frac{1}{EL} \cdot \frac{\Delta(v_y)}{\Delta(1/v_{ox})}$$

13. Определите относительную погрешность результатов измерения ε_2 .

$$\varepsilon = \frac{|N_{тбл} - N_{эксп}|}{N_{тбл}} \cdot 100\%$$

14. Сформулируйте вывод по работе.

2.12 Лабораторная работа № 12 (2 часа).

Тема: «Определение электроемкости конденсатора»

2.12.1 Цель работы: Определение емкости конденсатора

2.12.2 Задачи работы:

1. С помощью баллистического гальванометра измерить емкость конденсатора.

2.12.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Баллистический гальванометр
2. Вольтметр
3. Реостат-потенциометр
4. Двойной переключатель
5. Три конденсатора (1 известной и 2 – неизвестной емкости)
6. Источник напряжения
7. Выпрямитель

2.12.4 Описание (ход) работы:

1. Собирают схему по рис.2 и включают конденсатор известной емкости (эталон 1 мкф).
2. Устанавливают с помощью потенциометра напряжение 40 В, измеряя его вольтметром.
3. Устанавливают переключатель в положение, при котором конденсатор заряжается.
4. Перекидывают переключатель в положение. При котором конденсатор разряжается через гальванометр.
5. Измеряют отклонение рамки гальванометра по шкале и записывают результат в таблицу № 1.
6. Измеряют отклонение рамки, повышая напряжение на 10 В. Таких измерений делают не менее 5.
7. По данным измерений с эталонным конденсатором определяют заряд, соответствующий определенному отклонению гальванометра по формуле: $q = CU$.
8. Строят градуировочный график, откладывая по оси абсцисс отклонение стрелки n, а по оси ординат – величину заряда (q).
9. 9.Переключив провода с конденсатора известной емкости на конденсатор, емкость которого определяется, проделывают все то, что было указано в пунктах 3-5. Результаты измерений заносят в таблицу № 2 (для определения неизвестной емкости достаточно измерить отклонения стрелки при двух значениях).
10. Зная отклонение, полученное при опыте с конденсатором неизвестной емкости. Определяют по графику заряд q неизвестного конденсатора и по известному напряжению находят его емкость C_1. Полученные результаты заносят в таблицу № 2.
11. 11.Заменяют первый конденсатор неизвестной емкости вторым и проделывают C_2 так, как указано в пункте 10.
12. Проводят измерения с обоими конденсаторами. включая их сначала последовательно C', а потом параллельно C''.
13. Наблюдение отклонения гальванометра при разрядке конденсаторов, включенных параллельно, необходимо проводить после зарядки небольшим напряжением 60-80 В, если отклонение при этом велико, то напряжение постепенно увеличивают, добиваясь больших отклонений, но не превышающих градуированных.
14. Для проверки найденных значений емкостей C' и C'' находят значение емкостей по формулам (3) и (4).

Таблица 1

№	$C_ф$	U, В	Число n делений	q Кулон, Кл	К гальваном. К = q/n

опыта			на гальв.		

2.13 Лабораторная работа № 13 (2 часа).

Тема: «Последовательное и параллельное соединение проводников»

2.13.1 Цель работы: Выяснение соотношений между напряжением, токами. сопротивлениями при параллельном и последовательном соединении проводников, а также расчет мощностей на каждом из участков цепи и общей потребляемой мощности при тех же соединениях

2.13.2 Задачи работы:

1. Изучить особенности параллельного и последовательного соединений проводников

2.13.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1) амперметр, 2) вольтметр, 3) набор сопротивлений, 4) соединительные провода, 5) источник тока (12В).

2.13.4 Описание (ход) работы:

1. Знакомятся с приборами, записывают основные технические характеристики измерительных приборов.
2. Определяют цену деления прибора, для многопредельных приборов определяют цену деления на каждом пределе.
3. Собирают схему (рис.3) последовательного соединения проводников.

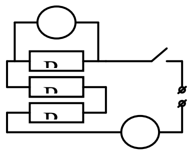


Рис.3

Вольтметр подключается параллельно тому участку, где нужно измерить напряжение.

4. Присоединяя провода к зажимам сопротивлений измеряют падение напряжения на каждом сопротивлении и в общей цепи. Измеряют силу тока (ток во всех участках должен быть одинаков).

<u>Примечание</u>: показания амперметра записывают при отключенном вольтметре.

5. Убеждаются, что $U = U_1 + U_2 + U_3$ и

$$R_1 = R_1 + R_2 + R_3$$

$$\left(R_1 = \frac{U_1}{I}; R_2 = \frac{U_2}{I}; R_3 = \frac{U_3}{I}; R = \frac{U}{I}\right)$$

где P – общая мощность ($P = P_1 + P_2 + P_3$)

P_i- мощность, развиваемая на отдельных участках.

$$(P_1 = IU_1, P_2 = IU_2, P_3 = IU_3)$$

6. Результаты измерений и вычислений записывают в таблицу.

Таблица 1

Соединение последовательное	U(В)	I(А)	P(Вт)	R(Ом)
Сопротивление 1 Сопротивление 2 Сопротивление 3 Вся цепь (данные опыта) Вся цепь (вычисления)				

ЗАДАНИЕ 2:

1. Собирают схему (рис.4) и измеряют общее напряжение и общую силу тока.

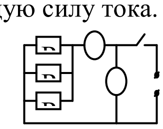
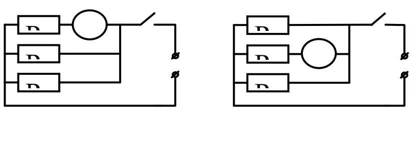


Рис.4

2. Измеряют ток в каждой ветви, включая амперметр в каждую ветвь как это показано на рис.5 (а и б)



а) б)

Рис.5

По аналогии со схемами «а» и «б» собирают схему для измерения тока в третьем сопротивлении, предварительно начертив и показав ее преподавателю.

3. Составляют таблицу для занесения данных, полученных при измерении характеристик проводников и токов при параллельном соединении.

4. Убеждаются, что ($U_{об} = U_1 = U_2 = U_3$, $I_{об} = I_1 + I_2 + I_3$)

$R_{теор} = R_{эксп}$; $\frac{1}{R_{теор}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$

5. Составляют отчет по работе и делают выводы.

2.14 Лабораторная работа № 14 (2 часа).

Тема: «Законы Кирхгофа»

2.14.1 Цель работы: Проверка правил Кирхгофа для разветвленных электрических цепей

2.14.2 Задачи работы:

1. Проверка первого правила Кирхгофа

2. Проверка Второго правила Кирхгофа

2.14.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.14.4 Описание (ход) работы:

1. Зачертить в тетради цепи, указанные под номером вашего звена, и запишите параметры ЭДС источников и сопротивления резисторов.
2. Укажите направление токов в цепи и направление обходов в контурах.
3. Составьте уравнения по I правилу Кирхгофа для узлов А и В и по II правилу Кирхгофа для любых двух контуров.
4. В конструкторе электрических цепей соберите вашу цепь, соблюдая полярность источников тока (для изменения полярности, нажмите правой кнопкой «мыши» на источник тока, затем измените величину ЭДС на противоположную). Следует заметить, что при нажатии левой клавиши «мыши» – элемент устанавливается горизонтально, правой – вертикально.
5. Запишите показания амперметров (по модулю). Амперметры следует поставить в каждое плечо цепи, а не только там, где они указаны на рисунках. (Для снятия показаний подведите курсор «мыши» к амперметру в цепи и нажмите правую клавишу «мыши».).
6. Подставьте все параметры (ε, R, I) в составленные уравнения и проверьте выполнение правил Кирхгофа.
7. Оформите результаты исследований в тетради и сделайте вывод.

2.15 Лабораторная работа № 15 (2 часа).

Тема: «Изучение зависимости сопротивления лампы накаливания от тока накаливания»

2.15.1 Цель работы: Выявить зависимость сопротивления нити накала лампы от температуры

2.15.2 Задачи работы:

1. Построить график зависимости сопротивления лампы от силы тока

2.15.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Электрическая лампочка
2. Потенциометр
3. Амперметр
4. Вольтметр

2.15.4 Описание (ход) работы:

1. Собрать схему (рис.1), включить в нее лампу накаливания с вольфрамовой нитью.

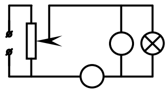


Рис.1

2. Поставить ползунок (подвижной контакт) потенциометра в положение 1, чтобы при включении схемы ток через лампу накаливания был бы минимальным.
3. После проверки схемы преподавателем подключить ее к источнику напряжения.
4. Постепенно увеличивая ток в лампе накаливания, снять показания вольтметра и амперметра для 6-8 точек.
5. По формуле (2) определить сопротивление нити.
6. Результаты измерения занести в таблицу.

№ п/п	Напряжение на лампе (В)	Ток через лампу (А)	Сопротивление лампы (Ом)
1.			
2.			

7. Построить графики зависимости тока от напряжения и сопротивления нити накаливания от тока (I = f(U) и R= f(I))
8. Сделать выводы.
9. Проделать то же самое для другой лампы.

2.16 Лабораторная работа № 16 (2 часа).

Тема: «Полупроводниковые выпрямители»

2.16.1 Цель работы: Изучить проводимость контакта полупроводников с разным типом носителей заряда

2.16.2 Задачи работы:

1. Собрать схему однополупериодного выпрямления
2. Собрать схему двухполупериодного выпрямления

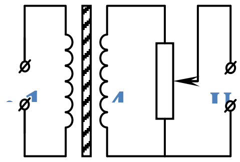
2.16.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Четыре диода Д-303
2. Потенциометр
3. Трансформатор
4. Источник тока
5. Осциллограф

2.16.4 Описание (ход) работы:

1. Ознакомиться с приборами.
2. Собрать цепи для получения кривой переменного тока (рис. 5).
3. Подготовить осциллограф к работе.
   Для чего:
   а) Рукоятки смещение «у» и смещение «х» установить белыми точками вверх.
   б) Род синхронизации «внеш».
   в) Развертка 30 Гц.
   г) Ход работы «усиление»
   Через три минуты после включения на экране появится зеленое пятно, рукояткой «фокус» отрегулировать так, чтобы пятно было круглым и маленьким. Рукоятками смещение «х» смещение «у» расположить пятно в центре экрана.
4. Рукоятку «ход работы» перевести в положение «непрерывная развертка».
5. Подать на вход осциллографа переменное напряжение. На экране получим прямую линию. Плавным поворотом рукоятки «усиление» по часовой стрелке остановить кривую переменного тока и вычертить ее в масштабе.
6. Собрать цепь однополупериодного выпрямления (рис.6)
7. Получить кривую однополупериодного выпрямления, вычертить в масштабе.
8. Собрать цепь двухполупериодного выпрямления (рис.7)

9. Получить кривую двухполупериодного выпрямления. Зарисовать полученную кривую в тетради.
10. Сделать анализ полученных кривых и общий вывод по проделанной работе.



2.17 Лабораторная работа № 17 (2 часа).

Тема: «Движение заряженной частицы в магнитном поле»

2.17.1 Цель работы: Изучение действия магнитного поля на движущийся заряд

2.17.2 Задачи работы:

1. Изучить картину линий магнитной индукции поля прямого провода, тора, соленоида

2. Изучить траекторию заряженной частицы, движущейся в магнитном поле

2.17.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1.Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.17.4 Описание (ход) работы:

Задание 1.

В пункте меню «Магнитное поле» выберите последовательно *«Два провода», «Соленоид» и «Тороид».* Устанавливая сначала одинаковые, а затем различные по направлению силы тока, зарисуйте картину силовых линий магнитного поля для каждого случая.

Сделайте вывод о связи между величиной и направлением силы тока и густотой силовых линий, а также о вихревом характере магнитного поля.

Задание 2.

1. В пункте меню «Движение заряженной частицы в магнитном поле» выберите любое место старта частицы, и по направлению движения частицы в магнитном поле с помощью правила левой руки определите знак ее заряда.
2. Установите место старта частицы *из центра* магнита, выберите любую величину магнитной индукции $\vec{B}$ и скорости частицы, и такое направление скорости частицы, при котором она совершает в однородном магнитном поле равномерное движение по окружности.

Указание: чтобы установить или изменить величину магнитного поля $\vec{B}$, нажмите кнопку «ПОЛЕ» (курсор мыши появится около синей стрелки, показывающей направление магнитного поля), измените длину вектора $\vec{B}$ (сжимая или растягивая синюю стрелку). Аналогично можно изменить длину вектора скорости $\vec{\upsilon}$, нажав кнопку «СКОРОСТЬ».

3. Определите на экране монитора диаметр окружности в сантиметрах, тогда радиус $R = \frac{D}{2} \cdot 10^{-2}\,м$.
4. Измерьте линейкой на экране монитора длину k вектора скорости в миллиметрах, тогда $\upsilon = k \cdot 10^6\ {}^{м}\!/\!_{с}$.
   Считая заряженную частицу электроном, вычислите величину магнитной индукции, выразив вектор магнитной индукции *B* из формулы (3).
   Заряд электрона $q = -1{,}6{\cdot}10^{-19}$ Кл, масса электрона $m = 9{,}1{\cdot}10^{-31}$ кг.
5. По формуле (4) рассчитайте период обращения Т электрона в однородном магнитном поле.
6. Рассчитайте силу, действующую на электрон в магнитном поле по формуле $F_{ё} = q\upsilon B$.
7. Повторите пункты 2÷6 не менее чем для трех различных длин вектора скорости, изменяя для каждого случая величину магнитного поля.
8. Заполните отчетную таблицу:

№	*D, см*	*R, м*	*k, мм*	υ *, м/с*	*B, Тл*	*T, с*	$F_л$ *, Н*
1.							
2.							

9. Сделайте вывод о характере движения частицы в магнитном поле в зависимости от ее скорости и величины магнитного поля.

2.18 Лабораторная работа № 18 (2 часа).

Тема: «Свободные колебания в RLC контуре»

2.18.1 Цель работы: Определение времени релаксации свободных колебаний в колебательном контуре

2.18.2 Задачи работы:

1. Рассчитать период и время релаксации затухающих колебаний

2.18.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1.Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.18.4 Описание (ход) работы:

1. Выберите работу «Свободные колебания в RLC контуре». Зарисуйте колебательный контур в тетрадь.
2. Установите сопротивление $R = 0\ Ом$, а индуктивность L и емкость C – в соответствии с вашим вариантом

Вариант	1 и 6	2 и 7	3 и 8	4 и 9	5 и 10
C, мкФ	28	26	24	22	20
L, мГн	40	38	36	34	32
R, Ом	7	8	9	10	11

3. Нажмите кнопку «Старт» и пронаблюдайте график свободных незатухающих гармонических колебаний напряжения на обкладках конденсатора U_C от времени t в контуре.
4. Используя формулу (7), рассчитайте период колебаний в контуре.
5. Постройте график зависимости $U_C(t)$, для этого проградуируйте ось времени с учетом периода.
   Градуировка координатной оси предполагает нанесение конкретных чисел на эту ось (в данном случае необходимо расставить числа, соответствующие четверти периода, полу периоду, три четверти периода, периоду, двум периодам и т.д.).
   На оси ординат отложите произвольное значение амплитуды напряжения U_C.
6. Установите величину сопротивления, соответствующую вашему варианту. На экране монитора линейкой измерьте величину начальной амплитуды A_0 (в любых единицах), рассчитайте $A(\tau)$ по формуле (6).
7. Нажмите кнопку «Старт» и зарисуйте график затухающих колебаний напряжения на обкладках конденсатора в контуре с учетом градуировки оси времени.
8. На графике укажите значение амплитуды A_0 и $A(\tau)$. Определите время релаксации колебаний $\tau_{эксп}$ по графику, которое соответствует амплитуде $A(\tau)$.
9. Рассчитайте коэффициент затухания β по формуле (4) и время релаксации $\tau_{теор}$ по формуле (5), и сравните его с экспериментальным значением: $\varepsilon = \left|\frac{\tau_{ôåîð} - \tau_{ýêñï}}{\tau_{ôåîð}}\right| \cdot 100\%$
10. Сформулируйте выводы.

2.19 Лабораторная работа № 19 (2 часа).

Тема: «Снятие петли гистерезиса с помощью осциллографа»

2.19.1 Цель работы: Получение петли гистерезиса на экране осциллографа

2.19.2 Задачи работы:

1. Собрать экспериментальную схему

2. Получить на экране петли гистерезиса и зарисовать в тетради

2.19.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Трансформаторы с железными и ферритовыми сердечниками
2. Осциллограф
3. Потенциометр

2.19.4 Описание (ход) работы:

1. Собирают схему (рис.5) (использовав трансформатор с железным сердечником).
2. Включают осциллограф и выводят электронный луч в центр координатной сетки.
3. Подключают схему к сети.
4. С помощью рукояток «усиление по вертикали», «усиление по горизонтали» и потенциометра добиваются того, чтобы петля Гистерезиса имела участок насыщения и занимала большую часть экрана.
5. Зарисовать полученную кривую.
6. Заменить железный сердечник ферритовым (для этого в схему подключают другой трансформатор).
7. Проделать с ним пункты 2,3, 4, 5.
8. Зарисовать в тетради петли гистерезиса.
9. Сравнить полученные кривые и сделать вывод о величине коэрциальной силы и остаточного намагничивания для железа и феррита.

2.20 Лабораторная работа № 20 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные колебания и волны»

2.20.1 Цель работы: Определение частоты генератора ультракоротких волн методом стоячей электромагнитной волны

2.20.2 Задачи работы:

1. Изучить особенности излучения диполя

2. Определение частоты генератора

2.20.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Генератор УКВ, Резонирующий контур и индикатор, Приемный диполь с индикатором, Диполь излучатель, Двухпроводная линия с индуктивной связью, Контактный мостик с индикатором (лампочка накаливания), Выпрямитель, Соединительные провода

2.20.4 Описание (ход) работы:

1. Собирают Электрическую сеть. Генератор должен быть включен через выпрямитель согласно схеме, приведенной на рис.6.
2. Проверяют наличие излучения электромагнитных волн резонирующим контуром (резонирующий контур состоит из проволочного витка, конденсатора переменной емкости С и патрона с лампочкой А). Прибор смонтирован на вертикальном щитке и установлен на подставке (рис.5) (В).
3. Для проверки излучения генератором электромагнитных волн резонирующий контур нужно подвести к генератору со стороны пластины из органического стекла на расстоянии примерно 10см. Лампочка резонирующего контура, если генератор работает, должна загореться.
4. Выключают генератор.
5. Посредством изолирующей планки в горизонтальном положении на генераторе укрепляют развернутый колебательный контур – диполь (1). Установить приемный диполь (2), состоящий из 2-х проволочных стержней, вставленных в трубку, концы которых вставлены в зажимы. (К диполю придается специальный патрон с лампочкой 6 В, 0,075 А). Диполь должен быть установлен параллельно колебательному контуру – диполю генератора на расстоянии от него примерно 20-30 см (см. рис.6).
6. Включают генератор. Лампочка приемного диполя должна загореться.

7. Поворотом диполя 2 убеждаются, что электромагнитные волны поперечны.
8. Выключают генератор.
9. Посредством изолирующей планки с зажимом на генераторе укрепляют в горизонтальном положении диполь двухпроводной линии.
10. Включают генератор и с помощью передвижения индикатора по линии определяют по свечению лампочки узлы и пучности напряжения и тока
11. Измеряют расстояние между узлами и по формуле:
$$\lambda = 2\ell$$
определяют длину волны.
12. По формуле $\gamma = \frac{c}{\lambda}$ определяют частоту генератора.
13. Составляют отчет.

2.21 Лабораторная работа № 21 (2 часа).

Тема: «Определение длины волны света с помощью дифракционной решетки»

2.21.1 Цель работы: Определение длины волны видимого света

2.21.2 Задачи работы:

1. Собрать установку

2. Вычислить длину волны света и сравнить с табличным значением

2.21.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. дифракционная решетка, деревянная линейка со шкалой, щиток с миллиметровой шкалой, полупроводниковый лазер.

2.21.4 Описание (ход) работы:

Поместив дифракционную решетку в рамку, включите свет (напряжение 220в) и установив щиток с миллиметровой шкалой на 200-300мм.

В зависимости от числа штрихов на дифракционной решетке, на щитке можно видеть 2 или 3 пары дифракционных спектров.

Если спектры располагаются не параллельно шкале, то следует слегка повернуть рамку с решеткой. В данной работе определяют длину световых волн красных лучей. Для этого отсчитывают по шкале расстояние от середины до красных лучей. Затем, по шкале на рейке определяют расстояние от щитка до дифракционной решетки, которая расположена на нулевом делении шкалы. Разделив расстояние *a* от середины шкалы щитка до наблюдаемого спектра на расстоянии *l.* от щитка до дифракционной решетки, получают $tg\varphi = \frac{a}{l}$ угла. Но $tg\varphi \approx Sin\varphi$ при малых углах.

Значит $Sin\varphi = \frac{a}{l}$ (5).

По уравнению дифракционной решетки $Sin\varphi = K\lambda$ (6), где λ - длина искомой волны, K - порядок спектра и d - постоянная дифракционной решетки, равная 0,01мм (или 0,02мм), (см. надпись на дифракционной решетке), определяет $\lambda = \frac{d}{K} Sin\varphi$ или $\lambda = \frac{d \cdot a}{K \cdot l}$ Для получения более точных результатов необходимо брать возможно больше k.

Рассчитывают λ. По результатам наблюдений составляют таблицу:

Сравнить полученную длину волны с табличным значением.

2.22 Лабораторная работа № 22 (2 часа).

Тема: «Интерференция и поляризация света»

2.22.1 Цель работы: изучение явлений интерференции и поляризации

2.22.2 Задачи работы:

1. Определение длины волны света по интерференционной картине

2. Проверка закона Малюса

2.22.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.22.4 Описание (ход) работы:

Задание 1

1. Откройте работу «Волновая оптика на компьютере» (пункт меню «Интерференция», «Двулучевая интерференция».
2. Соотношение интенсивностей падающих волн установить как $I_1 : I_2 = 1 : 1$, в процессе работы не изменять этот параметр.
3. С помощью кнопок «φ», «λ» и стрелок на клавиатуре установите соответствующее угловое расстояние между источниками φ и длину волны λ (см. таблицу №1, где номер вашего варианта соответствует номеру компьютера, за которым вы работаете).

Таблица 1

№ варианта	1, 8	3, 10	2	4	6	5	7	9
λ_{01}, нм λ_{02}, нм λ_{03}, нм	400 560 700	360 560 700	400 500 630	360 500 700	400 500 700	360 560 630	400 560 630	360 500 630
φ, радиан	0,02π	0,04 π	0,06 π	0,02 π	0,04 π	0,06 π	0,02 π	0,04 π

4. Угол φ в процессе работы не изменять. Устанавливая поочередно λ_{01}, λ_{02}, λ_{03}, провести расчеты по пунктам 5÷8 для каждой из длин волн.
5. По графику распределения интенсивности света (на экране монитора) на интерференционной картине определите ширину интерференционной полосы Δx с достаточной точностью, учитывая масштаб и неполные деления (масштаб указан рядом с синусоидальным графиком).
6. По формуле (2) рассчитайте расстояние между источниками d, учитывая, что L=1м.
7. По формуле (3) определите длину волны излучаемого света $\lambda_э$.
8. Зная заданное значение λ_0 (нм) и вычисленное $\lambda_э$ (нм), определите относительную погрешность ε измерения для каждой экспериментальной длины волны по формуле:

$$\varepsilon = \left|\frac{\lambda_0 - \lambda_э}{\lambda_0}\right| \cdot 100\%$$

9. Все данные эксперимента занесите в таблицу 2 и сделайте вывод о проделанной работе и зависимости точности данного эксперимента от длины волны.

Таблица 2

λ_0, нм	Δx, нм	d, м	$\lambda_э$, нм	ε, %

Задание №2

1. В программе «Волновая оптика на компьютере» выберите пункт меню «Поляризация», «Двоякопреломляющая пластина». В этой программе исследуется изменение интенсивности плоскополяризованного света при прохождении через поляризатор и анализатор.
2. В пункте меню «Пластина» установите толщину пластины равной 0,00 см с помощью стрелок на клавиатуре и клавиши Enter.
3. С помощью пунктов «Р1» и «Р2» установите поляризатор и анализатор.
4. Нажмите «Старт» и наблюдайте за интенсивностью прошедшего света. В левом нижнем квадрате интенсивность входящего света в поляризатор, в правом верхнем углу интенсивность выходящего света. Также вы можете менять цветовую гамму, т.е. выбрать синий, желтый или красный свет.
5. Используя кнопку «Р2», установите угол наклона анализатора (будьте внимательны!) 0,2π, затем 0,4π, 0,5π, 0,7π, каждый раз *наблюдая* за интенсивностью прошедшего света.
6. Сделайте вывод о зависимости интенсивности прошедшего света от угла между анализатором и поляризатором.

2.23 Лабораторная работа № 23 (2 часа).

Тема: «Дифракция света**»**

2.23.1 Цель работы: определение длины волны света по дифракционной картине

2.23.2 Задачи работы:

1. определить длину волны света при 2-3 открытых зонах Френеля.

2.23.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.23.4 Описание (ход) работы:

1. Откройте работу «Волновая оптика на компьютере», пункт меню «Дифракция», «Дифракция Френеля».
2. В пункте меню «Отверстие» установите «Круглое отверстие».
3. С помощью кнопки «λ» и стрелок на клавиатуре установите соответствующие длины волн λ (смотри таблицу 1, где номер вашего варианта соответствует номеру компьютера, за которым вы работаете).

Таблица 1

№ варианта	1, 8	3, 10	2	4	6	5	7	9
λ_{01}, нм	400	360	450	360	400	360	450	360
λ_{02}, нм	560	630	500	560	500	500	560	500

4. Диаметр установить D=2мм и не изменять в ходе опыта.

1. Выберите первую длину волны из таблицы для вашего варианта. С помощью пункта «z» установите такое расстояние от отверстия до экрана «z_1», при котором число открытых зон Френеля m=2. Для этого с помощью стрелок на клавиатуре увеличивайте/уменьшайте «z», фиксируя значение с помощью клавиши «Enter».
2. Установите такое «z_2», при котором m=3.
3. По формуле $\lambda_э = r^2\left|\frac{z_1 - z_2}{z_1 z_2}\right|$ (где $r = \frac{D}{2}$,м) определите экспериментальную длину волны.
4. Зарисуйте график распределения интенсивности для m=2 и m=3.
5. Повторите пункты 5÷7 для числа открытых зон Френеля m=3 и m=4.
6. Установите вторую длину волны из таблицы для вашего варианта. Повторите пункты 5÷9.
7. Рассчитайте относительную погрешность ε измерения для каждой длины волны по формуле:

$$\varepsilon = \left|\frac{\lambda_0 - \lambda_э}{\lambda_0}\right| \cdot 100\%$$

8. Запишите результаты измерений и вычислений в таблицу 2.

Таблица 2

№ опыта	λ_0, нм	D, м	r, м	m	z, м	$\lambda_э$, нм	ε %
				2			
				3			

Сделайте вывод по результатам измерений и вычислений.

2.24 Лабораторная работа № 24 (2 часа).

Тема: «Внешний фотоэффект»

2.24.1 Цель работы: изучение внешнего фотоэлектрического эффекта.

2.24.2 Задачи работы:

1. Проверка первого закона внешнего фотоэффекта
2. Проверка второго закона внешнего фотоэффекта
3. Проверка третьего закона внешнего фотоэффекта

2.24.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2. ПО Виртуальный практикум по физике в 2 частях– 000 «Физикон».

2.24.4 Описание (ход) работы:

Задание 1. Проверка первого закона внешнего фотоэффекта.

1. Ознакомьтесь с действием линеек для изменения длины волны λ (в нм) и мощности падающего света P (в мВт), напряжения между катодом и анодом U (в вольтах). Обратите внимание, что рядом с

длиной волны λ в нм приведена частота ν в герцах (Гц), а на графике указана энергия фотона $h\nu$ падающего света в электрон-вольтах (эВ).

2. Произвольно устанавливая значения длины волны, мощности света и напряжения, понаблюдайте за возникновением внешнего фотоэффекта (фототока в цепи) и его отображением на экране.

В правой верхней части экрана расположен график зависимости силы фототока (в мА) от напряжения между электродами (анодом и катодом). Начальные установки λ и P определяют вид этого графика, а значение силы фототока I, соответствующее данному напряжению, отмечено на графике крестиком.

3. Установите мощность падающего излучения P = 1 мВт, а затем с помощью линеек установите значения длины волны λ и напряжения U, соответствующие фототоку насыщения. Например, λ=400–450 нм и U= + 2,5 В. Крестик должен находиться на горизонтальном участке графика.

4. При выбранных установках, изменяя мощность падающего излучения от нуля до 1,0 мВт с интервалом изменения ΔP = 0,2 – 0,3 мВт, измерьте значения силы фототока насыщения $I_н$, соответствующие различным значениям мощности света.

Результаты измерений занесите в таблицу 1. Используя их, постройте график зависимости силы фототока насыщения от мощности излучения $I_н = f(P)$.

Сделайте вывод относительно характера этой зависимости.

Таблица 1

Длина волны λ, (нм)	Напряжение U, (В)	Мощность света P, (мВт)	Сила фототока $I_н$, (мА)

Задание 2. Проверка второго закона внешнего фотоэффекта.

1. Установите длину волны λ в интервале от 400 нм до 500 нм и мощность излучения P = 1 мВт. Изменяя напряжение от положительных значений в область отрицательных значений, установите такое отрицательное напряжение между электродами (например, U = -0,6 В), при котором сила фототока равна нулю, хотя фотоэффект при этом происходит и электроны вылетают из катода.

В этом случае даже наиболее быстрые электроны, вылетающие при освещении, не долетают до противоположного электрода. Отрицательное (задерживающее) напряжение образует между электродами тормозящее электрическое поле, которое препятствует движению фотоэлектронов.

Величина задерживающего напряжения $U_з$ находится из закона сохранения энергии. Работа сил задерживающего поля равна кинетической энергии наиболее быстрых фотоэлектронов, обладающих максимальной кинетической энергией (формула 6).

$$eU_3 = \frac{m\upsilon^2_{макс}}{2} \qquad (6)$$

здесь $U_з$ - модуль задерживающего напряжения, при котором происходит полное торможение фотоэлектронов;

e и m - заряд и масса электрона,

$\upsilon_{макс}$ - максимальная скорость фотоэлектронов .

2. В установленном режиме, изменяя мощность излучения P, убедитесь, что величина задерживающего напряжения $U_з$, а значит и максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов, не зависит от мощности падающего света.

3. Установите значение мощности излучения P = 1 мВт. Затем, изменяя длину волны в интервале от 400 до 550 нм, для 4 – 5 значений λ, определите величину задерживающего напряжения $U_з$. Для этого с помощью линейки напряжений, для каждой длины волны, установите такое наименьшее по модулю отрицательное напряжение (крестик на зависимости фототока от напряжения), при котором сила фототока равна нулю, и занесите их в таблицу 2. Также запишите в табл.2 значения максимальной кинетической энергии электронов $T_{макс} = \frac{m\upsilon^2_{макс}}{2}$ в электрон-вольтах (эВ), которые численно равны величине задерживающего напряжения $U_з$ в вольтах (см. формулу 6).

Таблица 2

Длина волны, λ (нм)	Частота ν, (Гц)	Задерживающее напряжение, $U_з$ (В)	Максимальная кинетическая энергия $T_{макс}$, (эВ)	Красная граница, $\lambda_{кр}$ (нм)	Работа выхода А, (эВ)

Определите для каждой длины волны света λ значение частоты $\nu = c / \lambda$ и постройте график зависимости $T_{макс}= f(\nu)$. Сделайте вывод о характере зависимости и её соответствии второму закону фотоэффекта.

Задание 3. Проверка третьего закона внешнего фотоэффекта.
1. Установите напряжение U = + (2 - 3) В, мощность света
P = 1,0 мВт. Затем, изменяя длину волны света, установите значение λ , выше которой фотоэффект исчезает. Длина волны $\lambda_{кр}$ или частота света $\nu_{кр,}$ которые соответствуют этому состоянию, называется красной границей внешнего фотоэффекта.

Энергия фотонов такого света равна работе выхода электронов A (см. формулу 4) из освещаемого вещества, которая является его характеристикой. Вычислите значение работы выхода электронов (в эВ) из металла, использованного в модели в
качестве катода. Занесите полученные значения $\lambda_{кр}$ и A в табл. 2.
2. Экстраполируя (прямой линией) график зависимости
$T_{макс}= f(\nu)$, полученной в предыдущем задании, до пересечения с осью частот, определите частоту света, соответствующую красной границе, и сравните её со значением, полученным в пункте 1 данного задания. Сделайте вывод.

2.25 Лабораторная работа № 25 (2 часа).

Тема: «Исследование некоторых свойств фотоэлемента с внешним фотоэффектом»

2.25.1 Цель работы: установление характера зависимости фототока от величины светового потока.

2.25.2 Задачи работы:

1. Ознакомление с устройством и принципом действия вакуумного фотоэлемента.

2. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента

2.25.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. источник света, фотоэлемент, вольтметр, микроамперметр, потенциометр, выпрямитель, оптическая скамья

2.25.4 Описание (ход) работы:

Задание №1 Снять зависимость фототока от светового потока.

фотоэлемент *(3)* устанавливается на расстоянии 20см. от лампы *Л*. Потенциометром *П* устанавливается номинальное анодное напряжение V_a =240В, которое во время опыта поддерживается постоянным.

Включают лампу *Л*, гальванометр должен зафиксировать наличие тока $I_ф$. Отодвигая фотоэлемент от лампы по всей длине оптической скамьи с интервалом 5см, записывают показания гальванометра $I_ф$.

Зная, что от электрической лампы накаливания при данном напряжении на фотоэлемент, находящийся на расстоянии С =20см. падает световой поток, Φ_0 определить световой поток Φ для всех значений от 20см. до 60см. по формуле (Φ_l –указан на установке):

$$\Phi = \Phi_0 (\frac{l_0}{l})^2 \qquad \Phi_0=0{,}5лм.$$

Рассчитывают значение светового потока, падающего на фотоэлемент.

Данные заносят в таблицу 2

Таблица 2

	lсм	25	30	35	40	45	50	55	60
Ф	Ф								
U=120В									
U=240В									

На основании полученных данных строят график зависимости силы фототока от светового потока для двух значений анодного напряжения V_a=240В. и V_a=120В.

Задание №2 снять вольтамперную характеристику фотоэлемента.

Устанавливают фотоэлемент на расстоянии 20см. от лампы *Л*, и увеличивая анодное напряжение от 0 до 240В, через каждые 20В снимают показания гальванометра, данные заносят в таблицу 2

Таблица 3

Ua		

Ia		

На основании полученных данных строят график зависимости $I_ф=f_{(Ua)}$ 3

2.26 Лабораторная работа № 26 (2 часа).

Тема: «Определение постоянной Планка»

2.26.1 Цель работы: Определение постоянной Планка графическим методом

2.26.2 Задачи работы:

1. Построить график зависимости запирающего напряжения от частоты света

2. Определение по графику постоянной Планка

2.26.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. осветитель (ОИ-19 с набором светофильтров, фотоэлемент СЦВ-4, потенциометр, гальванометр, вольтметр, ключ.

2.26.4 Описание (ход) работы:

1. Собирают схему.
2. Включают осветитель и ставят между осветителем и фотоэлементом светофильтр №1.
3. Замыкают ключ *"К"* и, перемещая движок потенциометра, добиваются того, чтобы гальванометр показывал нуль.
4. Записывает значение запирающего напряжения.
5. Выполняют п.из. 3 и 4, при остальных светофильтрах.
6. Строят график Зависимости $U=f_{(\nu)}$.
7. По графику определяют значение h используя формулу *(6)*.
8. Данные измерений и вычислений записывают в таблицу

№№		Частоты $\nu=\frac{c}{\lambda}$	$U_{зап}$	h	$h_{ср}$	λ $(\cdot 10^{-9})$м
1.	Фиолетовый					410
2.	Синий					475
3.	Зеленый					540
4.	Желтый					590

Связь между длиной волны λ и частотой ν

$$\nu=\frac{c}{\lambda}$$

2.27 Лабораторная работа № 27 (2 часа).

Тема: «Итоговое занятие»

2.27.1 Цель работы: Подведение итогов лабораторных занятий

2.27.2 Задачи работы:

1. Подведение итогов

2.27.3 Перечень приборов, материалов, используемых в лабораторной работе:

1. Компьютер

2.27.4 Описание (ход) работы:

Проверка выполненных работ.

3. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
ПО ПРОВЕДЕНИЮ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

3.1 Практическое занятие № 1 (2 часа).

Тема: «Кинематика поступательного и вращательного движения»

3.1.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 1
2. дать определение основным понятиям кинематики
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.1.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 1. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.1.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.2 Практическое занятие № (2 часа).

Тема: «Динамика. Законы сохранения в механике»

3.2.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 2, 3
2. дать определение основным понятиям динамики
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.2.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 2, 3. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.2.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.3 Практическое занятие № 3 (2 часа).

Тема: «Динамика вращательного движения»

3.3.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 4, 5
2. дать определение основным понятиям динамики вращения
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы

4. решить типовые задачи по данной теме

3.3.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 4, 5. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.3.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.4 Практическое занятие № 4 (2 часа).

Тема: «Механические колебания»

3.4.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 6,7
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.4.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 6, 7. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.4.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.5 Практическое занятие № 5 (2 часа).

Тема: «Механика жидкостей и газов»

3.5.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 8
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.5.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 8. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.5.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.6 Практическое занятие № 6 (2 часа).

Тема: «Молекулярно-кинетическая теория»

3.6.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 10
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.6.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 10. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.6.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.7 Практическое занятие № 7 (2 часа).

Тема: «Явления переноса»

3.7.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 12
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.7.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 12. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.7.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.8 Практическое занятие № 8 (2 часа).

Тема: «Начала термодинамики»

3.8.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 13,14
2. дать определение основным понятиям

3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.8.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 13,14. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.8.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.9 Практическое занятие № 9 (2 часа).

Тема: «Основные законы электростатики»

3.9.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 18,19
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.9.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 18,19. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.9.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.10 Практическое занятие № 10 (2 часа).

Тема: «Законы постоянного тока»

3.10.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 20
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.10.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 20. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.10.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.11 Практическое занятие № 11 (2 часа).

Тема: «Магнитное поле»

3.11.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 21,22
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.11.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 21,22. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.11.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.12 Практическое занятие № 12 (2 часа).

Тема: «Электромагнитная индукция»

3.12.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 23
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.12.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 23. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.12.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.13 Практическое занятие № 13 (2 часа).

Тема: «Электромагнитные колебания и волны»

3.13.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 24,25
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.13.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 24,25. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.13.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.14 Практическое занятие № 14 (2 часа).

Тема: «Интерференция света»

3.14.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 26
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.14.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 26. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.14.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.15 Практическое занятие № 15 (2 часа).

Тема: «Дифракция света»

3.15.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 27,28
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.15.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 27,28. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.15.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.16 Практическое занятие № 16 (2 часа).

Тема: «Квантовые свойства излучения»

3.16.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 31
2. дать определение основным понятиям
3. установить связи между величинами, сформулировать основные законы
4. решить типовые задачи по данной теме

3.16.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 31. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.16.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).

3.17 Практическое занятие № 17 (2 часа).

Тема: «Квантовая механика и физика атомного ядра»

3.17.1 Задание для работы:

1. подготовится к занятию по лекции 33,34
2. дать определение основным понятиям квантовой механики и физики атомного ядра
3. решить типовые задачи по данной теме

3.17.2 Краткое описание проводимого занятия:

В начале занятия проверяется уровень подготовки студентов по данной теме в виде выборочного устного опроса либо тотального письменного опроса по вопросам лекции 33,34. Затем студентами решаются типовые задачи: самостоятельно, у доски или совместно с преподавателем. Подобные задачи даются для самостоятельно решения.

3.17.3 Результаты и выводы:

При решении задач раскрывается сущность физических законов. Развиваются навыки теоретического мышления. Формируются умения применять теоретические знания на практике; грамотно и эффективно проводить численные расчеты (с применением инженерного калькулятора).