

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКАЯ НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ ГОРОДСКОГО ХОЗЯЙСТВА

Е.Б. Сидоренко

ФИЗИКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

(для студентов 1 курса дневной формы обучения бакалавров по направлению подготовки 6.060101 "Строительство")

Харьков – ХНАГХ – 2009

УДК 621.38:528.05

Конспект лекций по курсу “Физика” (для студентов 1 курса дневной формы обучения бакалавров по направлению подготовки 6.060101 “Строительство”) / Авт.: Сидоренко Е.Б. Х: ХНАНГ, 2009.- 91 с.

Автор: Е. Б. Сидоренко.

Рецензент: доцент, канд.-физ.-мат. наук, Ю.Д. Оксюк.

Рекомендовано кафедрой физики, протокол № 2 от 08 октября 2008 г.

Предисловие

Конспект лекций составлен на основе учебной программы дисциплины и рабочей программы курса физики для студентов дневной формы обучения бакалавров по направлению подготовки “Строительство”.

Конспект лекций содержит все разделы курса и рассчитан на двухсеместровое обучение.

Лекционный курс излагается в интерактивной форме, соответствует конспекту и содержит лекционные демонстрации по каждой теме с использованием мультимедийной техники. Это дает возможность студентам наглядно представить рассматриваемые физические явления и законы, глубже вникнуть в их сущность.

Лекция 1

План лекции. Введение. Механика. Кинематика. Основные понятия кинематики поступательного движения. Кинематика вращательного движения

Физика изучает наиболее общие свойства материи и формы ее движения. Весь окружающий мир, который мы воспринимаем посредством ощущений, представляет собой **материю**.

Нам известны два вида материи — **вещество** (атомы, молекулы и другие частицы, а также тела, состоящие из них) и **поле** (электромагнитное, гравитационное, ядерное). Они находятся в неразрывной связи и, как показывает опыт, способны превращаться друг в друга.

Под движением в физике понимают любые изменения, происходящее с материей. Наблюдаемые на опыте изменения превращения материи свидетельствуют о том, что движение является неотъемлемым свойством самой материи, способом ее существования.

Основой физики, как и любой другой естественной науки, являются закономерности, установленные в результате обобщения опытных данных и отражающие взаимосвязь явлений. Таковы, например, закон сохранения и превращения энергии, законы Ньютона в механике, закон Кулона в электростатике.

Курс общей физики делится на: механику, молекулярную физику и термодинамику, электричество и магнетизм, колебания и волны, оптику, атомную и ядерную физику.

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

Одна из основных частей механики, которая называется кинематикой, рассматривает движение тел без выяснения причин этого движения. Кинематика отвечает на вопрос: как движется тело? Другой важной частью механики является динамика, которая рассматривает действие одних тел на другие как причину движения. Динамика отвечает на вопрос: почему тело движется именно так, а не иначе?

В механике Ньютона движение тел рассматривается при скоростях, много меньше скорости света в пустоте.

В релятивистской механике движение тел рассматривается при скоростях, близких к скорости света. Классическая механика Ньютона является предельным случаем релятивистской при $v \ll c$.

Кинематикой называют раздел механики, в котором движение тел рассматривается без выяснения причин, его вызывающих.

Механическим движением тела называют изменение его положения в пространстве относительно других тел с течением времени. Механическое движение относительно. Движение одного и того же тела относительно разных тел оказывается различным. Для описания движения тела нужно указать, по отношению к какому телу рассматривается движение. Это тело называют телом отсчета. Система координат, связанная с телом отсчета, и часы для отсчета времени образуют систему отсчета, позволяющую определять положение движущегося тела в любой момент времени.

Всякое тело имеет определенные размеры. Если размеры тела малы по сравнению с расстояниями до других тел, то данное тело можно считать его материальной точкой.

Тело, размерами которого в данных условиях можно пренебречь, называется материальной точкой.

Перемещаясь с течением времени из одной точки в другую, тело (материальная точка) описывает некоторую линию, которую называют траекторией движения тела.

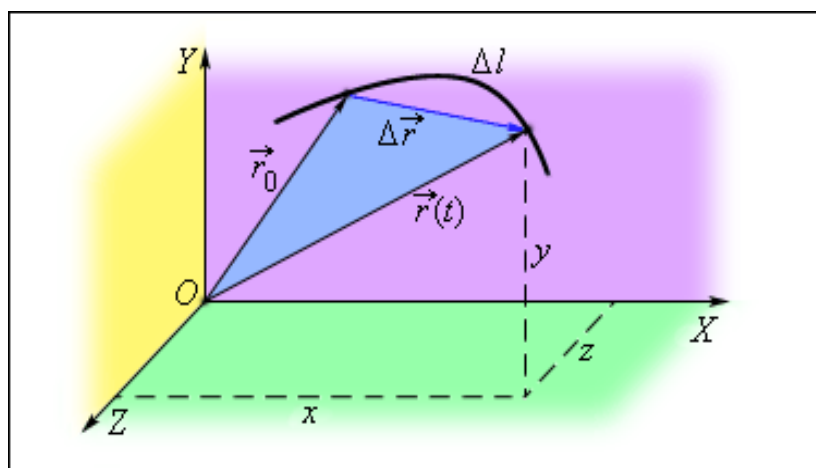


Рис. 1

Положение материальной точки в пространстве в любой момент времени (закон движения) можно определять либо с помощью зависимости координат от времени $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ (координатный способ), либо с помощью зависимости от времени радиус-вектора $\vec{r} = \vec{r}(t)$ (векторный способ), проведенного из начала координат до данной точки (рис. 1).

Перемещением тела $\vec{s} = \Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ называют направленный отрезок прямой, соединяющий начальное положение тела с его последующим положением. **Перемещение есть векторная величина.**

Пройденный путь l равен длине дуги траектории, пройденной телом за некоторое время t .

Путь – скалярная величина.

Для характеристики движения вводится понятие **средней скорости**:

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

Мгновенная скорость, определяется как предел, к которому стремится средняя скорость на бесконечно малом промежутке времени Δt :

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0) \quad \text{или} \quad \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}.$$

Мгновенная скорость \vec{v} тела в любой точке криволинейной траектории направлена по касательной к траектории в этой точке.

Мгновенным ускорением (или просто **ускорением**) \vec{a} тела называют предел отношения малого изменения скорости $\Delta \vec{v}$ к малому промежутку времени Δt , в течение которого происходило изменение скорости:

$$\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0) \quad \text{или} \quad \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}.$$

Касательная составляющая полного ускорения \vec{a}_τ указывает, насколько быстро **изменяется скорость тела по модулю**.

Нормальная составляющая полного ускорения \vec{a}_n указывает, насколько быстро скорость тела **изменяется по направлению**.

Таким образом, основными физическими величинами в кинематике материальной точки являются пройденный путь l , перемещение \vec{s} , скорость \vec{v} и ускорение \vec{a} . Путь l является скалярной величиной. Перемещение \vec{s} , скорость \vec{v} и ускорение \vec{a} – величины векторные.

При вращении твердого тела вокруг неподвижной оси линейные скорости и ускорения для разных его точек будут различны. Поэтому вращательное движение принято характеризовать угловыми величинами, одинаковыми в данный момент времени для всех точек вращающегося тела.

Для характеристики скорости и направления вращения тела вокруг оси служит угловая скорость. Угловой скоростью называют вектор $\vec{\omega}$, который численно равен первой производной от угла поворота $\vec{\varphi}$ по времени t и направлен вдоль неподвижной оси вращения, определяемый правилом правого винта:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}.$$

Произвольная точка (М) твердого тела, вращающегося вокруг неподвижной оси с угловой скоростью ω , описывает окружность радиуса R с центром в точке О.

Для характеристики изменения вектора угловой скорости тела при неравномерном движении тела вокруг неподвижной оси вводится вектор $\vec{\varepsilon}$ углового ускорения тела, равный первой производной от его угловой скорости $\vec{\omega}$ по времени t :

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}.$$

Лекция 2

План лекции. Динамика. Законы Ньютона. Относительность движения. Преобразования Галилея. Сила. Масса. Импульс

Основу классической механики составляют три закона, сформулированные Ньютоном в результате обобщения многочисленных опытных данных.

Первый закон динамики : материальная точка сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока воздействие со стороны других тел не выведет ее из этого состояния.

В этом проявляется особое динамическое свойство тел, называемое их **инертностью**. Соответственно первый закон Ньютона называют **законом инерции**, а системы отсчета, в которых выполняется закон, – **инерциальными**.

Система отсчета, по отношению к которой материальная точка, свободная от внешних воздействий, покоится или движется равномерно и прямолинейно, называется **инерциальной системой отсчета**.

Никакими механическими опытами внутри данной системы отсчета нельзя установить, покоится ли она или движется с некоторой постоянной скоростью.

Основным законом динамики материальной точки является второй закон Ньютона, который определяет, как меняется механическое движение точки под действием приложенных к ней сил.

Скорость изменения импульса \vec{p} материальной точки равна действующей на нее силе \vec{F} :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{F} .$$

Если на материальную точку действует несколько сил, то \vec{F} - геометрическая сумма действующих сил:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots$$

Математическое выражение второго закона можно представить в виде

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{или} \quad m\vec{a} = \vec{F} .$$

Механическое воздействие тел друг на друга имеет характер их взаимодействия. Понятие массы тела было введено на основе опытов по измерению ускорений двух взаимодействующих тел: массы взаимодействующих тел обратно пропорциональны численным значениям ускорений:

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2}{a_1}; m_1 a_1 = -m_2 a_2$$

В векторной форме это соотношение принимает вид

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2.$$

Знак «минус» выражает здесь тот опытный факт, что ускорения взаимодействующих тел всегда направлены в противоположные стороны. Отсюда следует

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

Две материальные точки действуют друг на друга с силами, которые численно равны и направлены в противоположные стороны вдоль прямой, соединяющей эти точки.

Из третьего закона Ньютона следует, что в любой механической системе геометрическая сумма всех внутренних сил равна нулю:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} = 0.$$

Движение тел можно описывать в различных системах отсчета. С точки зрения кинематики все системы отсчета равноправны. Однако кинематические характеристики движения, такие как траектория, перемещение, скорость в разных системах оказываются различными.

Преобразованиями Галилея называются преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета $K(x, y, z, t)$ к другой $K'(x', y', z', t)$.

Пусть имеются две системы отсчета. Система XOY условно считается неподвижной, а система $X'O'Y'$ движется поступательно по отношению к системе XOY со скоростью \vec{v}_0 . Система XOY может быть, например, связана с Землей, а система $X'O'Y'$ – с движущейся по рельсам платформой (рис. 2).

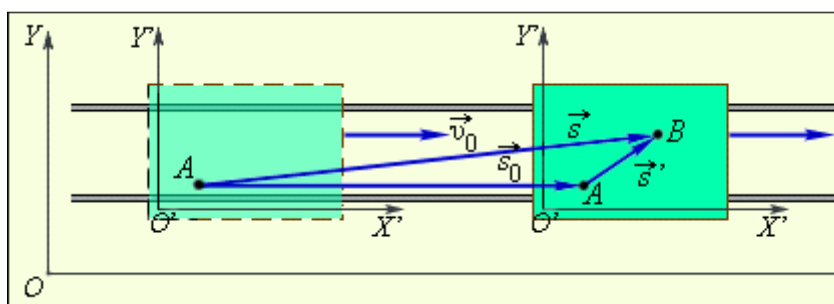


Рис. 2

Пусть человек перешел по платформе за некоторое время из точки A в точку B . Тогда его перемещение относительно платформы соответствует вектору \vec{s}' , а перемещение платформы относительно Земли соответствует вектору \vec{s}_0 . Из рис. 2 видно, что перемещение человека относительно Земли

будет соответствовать вектору \vec{s}_0 , представляющему собой сумму векторов \vec{s}_0 и \vec{s}' :

$$\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{s}', \quad \vec{s} = \vec{v}_0 \Delta t + \vec{s}'.$$

Если рассмотреть перемещение за малый промежуток времени Δt , то, разделив обе части этого уравнения на Δt и затем перейдя к пределу при $\Delta t \rightarrow 0$, получим

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}', \quad (1)$$

где \vec{v} – скорость тела в «неподвижной» системе отсчета ХОУ, \vec{v}' – скорость тела в «движущейся» системе отсчета Х'О'У'.

Соотношение (1) выражает **классический закон сложения скоростей**.

Дифференцируя (1) по времени t , получим

$$\vec{a} = \vec{a}'.$$

При равномерном и прямолинейном движении систем отсчета друг относительно друга ускорения тела в этих двух системах одинаковы.

Силой называется векторная величина, являющаяся мерой механического действия на рассматриваемое тело со стороны других тел. Механическое взаимодействие может осуществляться как между непосредственно контактирующими телами, так и между удаленными телами.

Особая форма материи, связывающая частицы вещества в единые системы и передающая с конечной скоростью действия одних частиц на другие, называется физическим полем или полем.

Сила полностью определена, если заданы ее модуль, направление в пространстве и точка приложения. Прямая, вдоль которой направлена сила, называется линией действия силы.

Поле стационарно, если оно не меняется с течением времени.

Одновременное действие на материальную точку нескольких сил эквивалентно действию одной силы, называемой равнодействующей (результатирующей) силой и равной их геометрической сумме.

Тела, не входящие в состав механической системы, называются внешними телами.

Силы, действующие на систему со стороны внешних тел, называются внешними силами.

Внутренними силами называются силы действующие между телами внутри рассматриваемой системы.

Механическая система называется замкнутой, или изолированной системой, если она не взаимодействует с внешними телами, т.е. ни на одно из тел замкнутой системы внешние силы не действуют.

В классической механике массой материальной точки (тела) называется положительная скалярная величина, являющаяся мерой инертности этой точки.

Масса обладает следующими свойствами:

а) **масса материальной точки не зависит от состояния движения точки, являясь ее неизменной характеристикой;**

б) **масса величина аддитивная, т.е. масса системы равна сумме масс всех материальных точек, входящих в состав этой системы;**

в) **масса замкнутой системы остается неизменной при любых процессах (закон сохранения массы).**

Центром инерции, или центром масс, системы материальных точек называется точка С, радиус-вектор \vec{r}_c которой равен

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i ,$$

где Δm_i и \vec{r}_i – масса и радиус-вектор i -й материальной точки, n – общее число материальных точек в системе, а $m = \sum_{i=1}^n \Delta m_i$ – масса всей системы.

Скорость центра инерции .

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{v}_i .$$

Векторная величина \vec{p}_i , равная произведению массы Δm_i материальной точки на ее скорость \vec{v}_i , называется импульсом этой материальной точки:

$$\vec{p}_i = \Delta m_i \vec{v}_i .$$

Импульсом системы материальных точек называется вектор \vec{p} , равный геометрической сумме импульсов всех материальных точек системы:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i .$$

Лекция 3

План лекции. Закон сохранения импульса. Энергия, работа, мощность. Кинетическая, потенциальная, полная механическая энергия

Из второго и третьего законов следует, что первая производная по времени t от импульса \vec{p} механической системы равна вектору всех внешних сил, приложенных к системе:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_{\text{вн}} .$$

Это уравнение выражает **закон изменения импульса системы**.

Замкнутая система предполагает отсутствие внешних воздействий.

Поэтому

$$\frac{d\vec{p}}{dt} \equiv 0 \quad \text{и} \quad \vec{p} = \text{const} .$$

Закон сохранения импульса: импульс \vec{p} замкнутой системы не изменяется с течением времени.

Энергией называется скалярная физическая величина, являющаяся общей мерой различных форм движения материи. В соответствии с различными формами движения материи говорят о разных видах энергии – механической, внутренней, ядерной и т.д.

Энергетические характеристики движения вводятся на основе понятия **механической работы** или **работы силы**.

Работой A , совершаемой постоянной силой \vec{F} , называется физическая величина, равная произведению модулей силы и перемещения, умноженному на косинус угла α между векторами силы \vec{F} и перемещения \vec{s} (рис. 3):

$$A = F s \cos \alpha .$$

Работа является скалярной величиной. Она может быть как **положительной** ($0^\circ \leq \alpha < 90^\circ$), так и **отрицательной** ($90^\circ < \alpha \leq 180^\circ$). При $\alpha = 90^\circ$ работа, совершаемая силой, равна нулю.

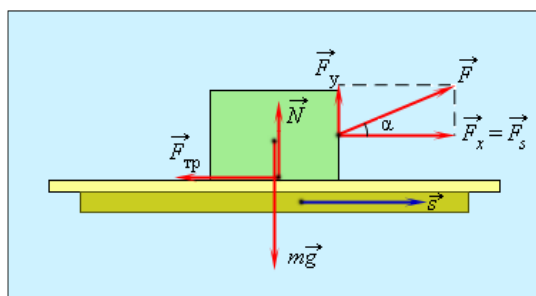


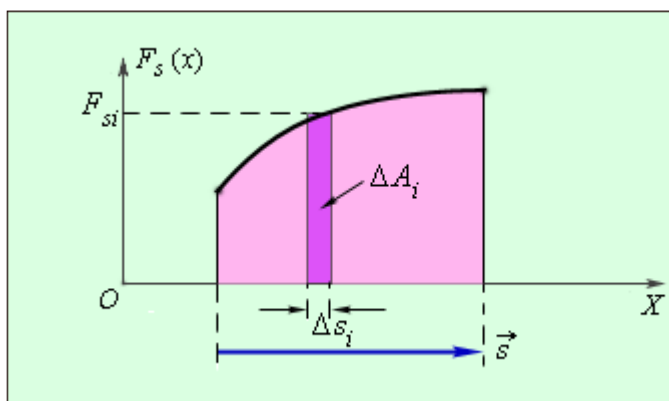
Рис. 3

Если проекция \vec{F}_s силы \vec{F} на направление перемещения \vec{s} не остается постоянной, работу следует вычислять для малых перемещений Δs_i и суммировать результаты:

$$A = \sum_i \Delta A_i = \sum_i F_{si} \Delta s_i .$$

Это сумма в пределе ($\Delta s_i \rightarrow 0$) переходит в интеграл.

Графически работа определяется по площади криволинейной фигуры под графиком $F_s(x)$.



Работа силы, совершаемая в единицу времени, называется **мощностью**. Мощность N - это физическая величина, равная отношению работы A к промежутку времени t , в течение которого совершена эта работа:

$$N = \frac{A}{t} .$$

Понятия энергии и работы неразрывно связаны между собой – энергия тела (системы тел) характеризует его способность совершать работу. С другой стороны, работа является количественной мерой изменения энергии тела при переходе из одного состояния в другое.

В механике различают два вида энергии – кинетическую энергию E_k (энергия движения) и потенциальную энергию E_p (энергия взаимодействия). Сумма их есть полная механическая энергия тела.

При равноускоренном движении работу можно определить по формуле

$$A = Fs = ma \frac{v_2^2 - v_1^2}{2a} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} .$$

Это выражение показывает, что работа, совершенная силой (или равнодействующей всех сил), связана с изменением квадрата скорости.

Физическая величина, равная половине произведения массы тела на квадрат его скорости, называется **кинетической энергией** тела:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Работа равнодействующей силы, приложенной к телу, равна изменению его кинетической энергии.

$$A = E_{k2} - E_{k1}.$$

Кинетическая энергия – это энергия движения. Кинетическая энергия тела массой m , движущегося со скоростью \vec{v} , равна работе, которую должна совершить сила, приложенная к покоящемуся телу, чтобы сообщить ему эту скорость:

$$A = \frac{mv^2}{2} = E_k.$$

Если тело движется со скоростью \vec{v} , то для его полной остановки необходимо совершить работу

$$A = -\frac{mv^2}{2} = -E_k.$$

В физике наряду с кинетической энергией или энергией движения важную роль играет понятие **потенциальной энергии** или **энергии взаимодействия тел**.

Потенциальная энергия определяется взаимным положением тел (например, положением тела относительно поверхности Земли).

Понятие потенциальной энергии можно ввести только для сил, **работа которых не зависит от траектории движения и определяется только начальным и конечным положениями тела**. Такие силы называются **консервативными**. **Работа консервативных сил на замкнутой траектории равна нулю**.

Свойством консервативности обладают сила тяжести и сила упругости. Для этих сил можно ввести понятие потенциальной энергии.

Если тело перемещается вблизи поверхности Земли, то на него действует постоянная по величине и направлению сила тяжести $\vec{F} = m\vec{g}$. Работа этой силы зависит только от вертикального перемещения тела.

Если тело переместилось из точки, расположенной на высоте h_1 , в точку, расположенную на высоте h_2 от начала координатной оси OY (рис. 4), то сила тяжести совершила работу

$$A = -mg(h_2 - h_1) = -(mgh_2 - mgh_1).$$

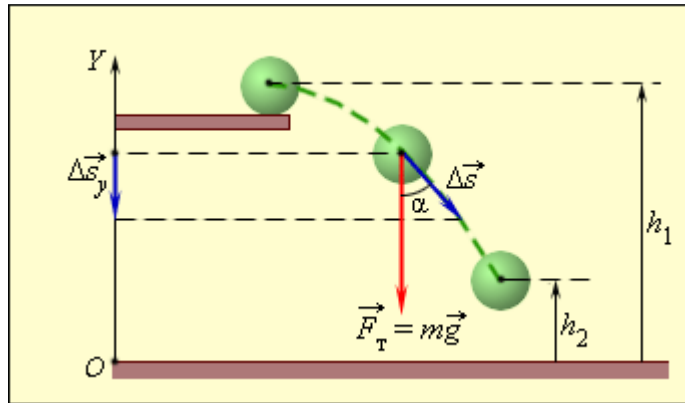


Рис. 4

Потенциальная энергия тела в поле силы тяжести

$$E_p = mgh.$$

Она равна работе, которую совершает сила тяжести при опускании тела на нулевой уровень.

Потенциальная энергия E_p зависит от выбора нулевого уровня, т. е. от выбора начала координат оси OY . Физический смысл имеет не сама потенциальная энергия, а ее изменение $\Delta E_p = E_{p2} - E_{p1}$ при перемещении тела из одного положения в другое. **Это изменение не зависит от выбора нулевого уровня.**

Формула, выражающая потенциальную энергию тела массой m на расстоянии r от центра Земли, имеет вид

$$E_p = -G \frac{Mm}{r},$$

где M – масса Земли, G – гравитационная постоянная.

Понятие потенциальной энергии можно ввести и для силы упругости. Эта сила также обладает свойством консервативности.

Потенциальной энергией пружины (или любого упруго деформированного тела) называют величину

$$E_p = \frac{kx^2}{2}.$$

Потенциальная энергия упруго деформированного тела равна работе силы упругости при переходе из данного состояния в состояние с нулевой деформацией.

Потенциальная энергия при упругой деформации – это энергия взаимодействия отдельных частей тела между собой посредством сил упругости.

Лекция 4

План лекции. Упругие, неупругие взаимодействия. Закон сохранения механической энергии. Силы в природе. Условия равновесия тел

Ударное взаимодействие (или **столкновение**) - это кратковременное взаимодействие тел, в результате которого их скорости испытывают значительные изменения. В механике часто используют две модели ударного взаимодействия – **абсолютно упругое** и **абсолютно неупругое взаимодействие**.

Абсолютно неупругим взаимодействием называют такое взаимодействие, при котором тела соединяются (слипаются) друг с другом и движутся дальше как одно тело.

Абсолютно упругим взаимодействием называется столкновение, при котором сохраняется механическая энергия системы тел.

Центральным ударом шаров называют соударение, при котором скорости шаров до и после удара направлены по линии центров (рис. 5).

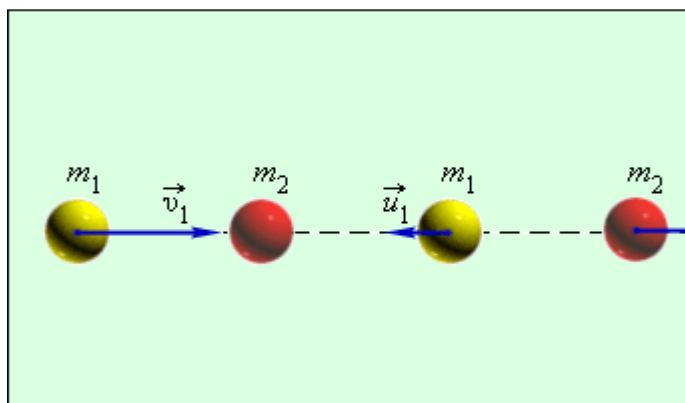


Рис. 5

Закон сохранения механической энергии.

Если тела, составляющие **замкнутую механическую систему**, взаимодействуют между собой только посредством сил тяготения и упругости, то работа этих сил равна изменению **потенциальной энергии** тел, взятому с противоположным знаком:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1}).$$

По теореме о кинетической энергии эта работа равна изменению кинетической энергии тел

$$A = E_{k2} - E_{k1}.$$

Следовательно

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2}.$$

Сумма кинетической и потенциальной энергии тел, составляющих замкнутую систему и взаимодействующих между собой посредством сил тяготения и сил упругости, остается неизменной.

Все тела притягиваются друг к другу с силой, прямо пропорциональной их массам и обратно пропорциональной квадрату

расстояния между ними:
$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Одним из проявлений силы всемирного тяготения является сила тяжести. Если M – масса Земли, R_3 – ее радиус, m – масса данного тела, то сила тяжести равна

$$F = G \frac{M}{R_3^2} m = mg,$$

где g – ускорение свободного падения у поверхности Земли.

Весом тела называют силу, с которой тело вследствие его притяжения к Земле действует на опору или подвес.

Пусть тело лежит на неподвижном относительно Земли горизонтальном столе (рис. 6). На тело действуют сила тяжести $\vec{F}_T = m\vec{g}$, направленная вертикально вниз, и сила упругости $\vec{F}_y = \vec{N}$, с которой опора действует на тело. Силу \vec{N} называют **силой нормального давления** или **силой реакции опоры**. 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. Сила \vec{P} называется весом тела.

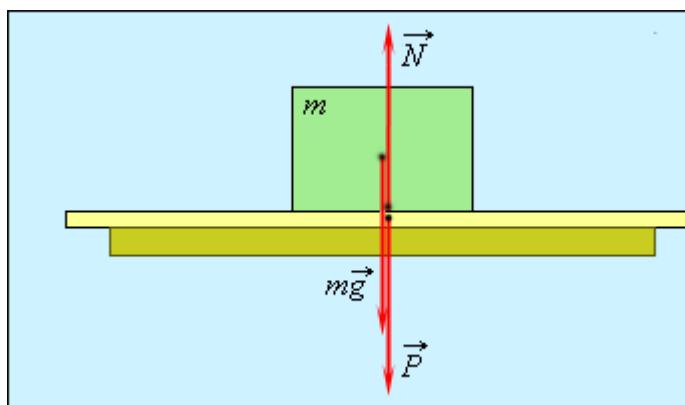


Рис. 6

При деформации тела возникает сила, которая стремится восстановить прежние размеры и форму тела. Эта сила возникает вследствие **электромагнитного** взаимодействия между атомами и молекулами вещества. Ее называют **силой упругости**.

Сила упругости пропорциональна деформации тела и направлена в сторону, противоположную направлению перемещения частиц тела при деформации:

$$F_{уп} = -kx.$$

Это соотношение выражает экспериментально установленный **закон Гука**. Коэффициент k называется **жесткостью тела**.

Трение – один из видов взаимодействия тел. Оно возникает при соприкосновении двух тел.

Сила трения скольжения пропорциональна силе нормального давления тела на опору и направлена в сторону, противоположную движению:

$$F_{mp} = \mu N,$$

μ - коэффициент трения скольжения.

Из второго закона Ньютона следует, что если геометрическая сумма всех внешних сил, приложенных к телу, равна нулю, то тело находится в состоянии покоя или совершает равномерное прямолинейное движение. В этом случае силы, приложенные к телу, **уравновешивают** друг друга.

Чтобы невращающееся тело находилось в равновесии, необходимо, чтобы равнодействующая всех сил, приложенных к телу, была равна нулю.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots = 0$$

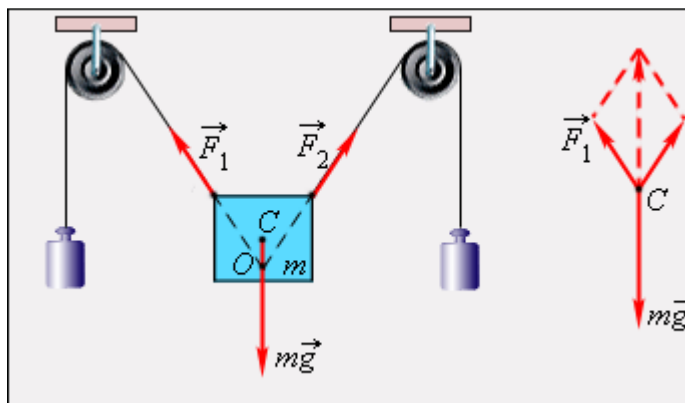


Рис. 7

На рис. 7 дан пример равновесия твердого тела под действием трех сил. Точка пересечения O линий действия сил \vec{F}_1 и \vec{F}_2 не совпадает с точкой приложения силы тяжести (центр масс C), но при равновесии эти точки обязательно находятся на одной вертикали. При вычислении равнодействующей все силы приводятся к одной точке.

Если тело может **вращаться** относительно некоторой оси, то для его равновесия **недостаточно равенства нулю равнодействующей всех сил**.

Вращающее действие силы зависит не только от ее величины, но и от расстояния между линией действия силы и осью вращения.

Длина перпендикуляра, проведенного от оси вращения до линии действия силы, называется **плечом силы**.

Произведение модуля силы F на плечо d называется **моментом силы M** . Положительными считаются моменты тех сил, которые стремятся повернуть тело против часовой стрелки (рис. 8).

Правило моментов: тело, имеющее неподвижную ось вращения, находится в равновесии, если алгебраическая сумма моментов всех приложенных к телу сил относительно этой оси равна нулю:
 $M_1 + M_2 + \dots = 0$

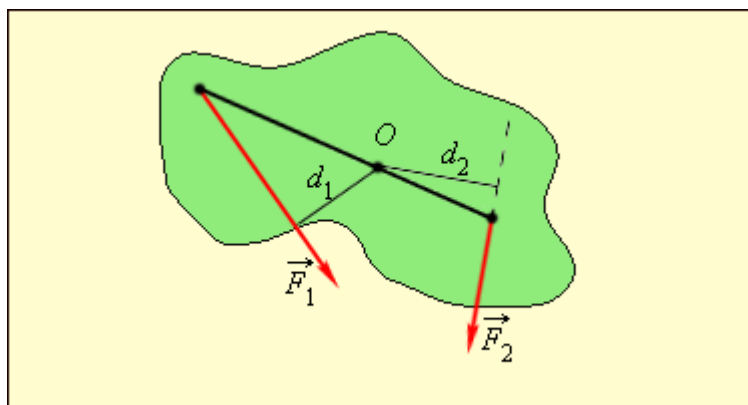


Рис. 8

В общем случае, когда тело может двигаться поступательно и вращаться, для равновесия необходимо выполнение обоих условий: равенство нулю равнодействующей силы и равенство нулю суммы всех моментов сил.

Лекция 5

План лекции. Динамика вращательного движения. Момент инерции. Центр массы. Теорема о параллельном переносе оси вращения (теорема Штейнера)

Для кинематического описания вращения твердого тела удобно использовать угловые величины: угловое перемещение $\Delta\vec{\varphi}$, угловую скорость $\vec{\omega}$ и угловое ускорение $\vec{\varepsilon}$.

При вращении твердого тела относительно неподвижной оси все его точки движутся с одинаковыми угловыми скоростями и одинаковыми угловыми ускорениями.

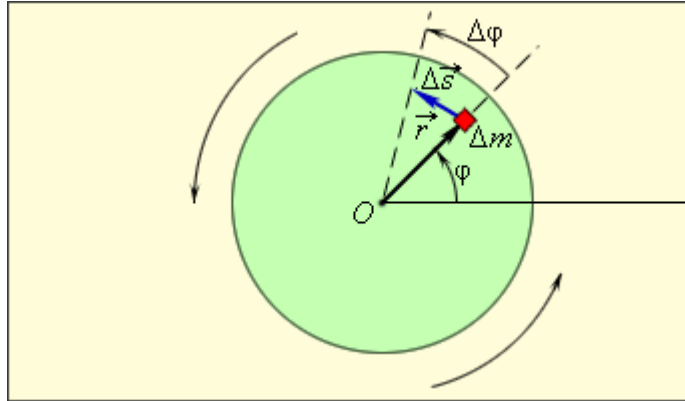


Рис. 9

При малых угловых перемещениях $\Delta\vec{\varphi}$ модуль вектора $\Delta\vec{s}$ линейного перемещения некоторого элемента массы Δm вращающегося твердого тела выражается соотношением

$$\Delta s = r\Delta\varphi.$$

Разобьем вращающееся тело на малые элементы массами Δm_i . Расстояния до оси вращения обозначим через r_i , модули линейных скоростей – через v_i .

Тогда кинетическую энергию вращающегося тела можно записать в виде

$$E_k = \sum_i \frac{\Delta m v_i^2}{2} = \sum_i \frac{\Delta m (r_i \omega)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_i \Delta m_i r_i^2.$$

Физическая величина, равная $\sum_i \Delta m_i r_i^2$, зависит от распределения масс вращающегося тела относительно оси вращения. Она называется **моментом инерции** I тела относительно данной оси:

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2.$$

Произведение элементарной массы Δm_i на r_i определяет момент инерции материальной точки относительно оси вращения.

В пределе при $\Delta m \rightarrow 0$ эта сумма переходит в интеграл.

Кинетическая энергия твердого тела, вращающегося относительно неподвижной оси, равна

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2}.$$

Момент инерции в динамике вращательного движения играет ту же роль, что и масса тела в динамике поступательного движения. Но есть и принципиальная разница. Если масса – внутреннее свойство данного тела, не зависящее от его движения, то момент инерции тела зависит от того, вокруг какой оси оно вращается. **Для разных осей вращения моменты инерции одного и того же тела различны.**

Во многих задачах рассматривается случай, когда ось вращения твердого тела проходит через его **центр масс**. Положение x_c, y_c центра масс для простого случая системы из двух частиц с массами m_1 и m_2 , расположенными в плоскости XU в точках с координатами x_1, y_1 и x_2, y_2 (рис. 10), определяется выражениями: $x_c = \frac{m_1x_1 + m_2x_2}{m_1 + m_2}; y_c = \frac{m_1y_1 + m_2y_2}{m_1 + m_2}$.

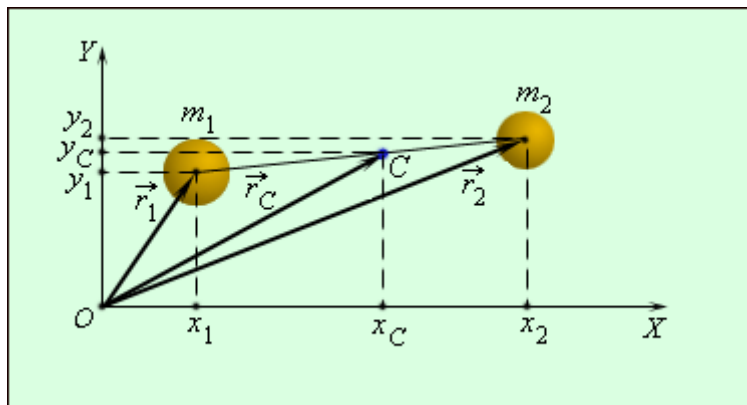


Рис. 10

В векторной форме это соотношение принимает вид

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}.$$

Аналогично, для системы, состоящих из многих материальных точек, радиус-вектор \vec{r}_c центра масс определяется выражением

$$\vec{r}_c = \frac{\sum m_i\vec{r}_i}{\sum m_i}.$$

При плоском движении кинетическая энергия движущегося твердого тела равна сумме кинетической энергии поступательного движения и кинетической энергии вращения относительно оси, проходящей через центр масс тела и перпендикулярной плоскостям, в которых движутся все точки тела:

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_c\omega^2}{2},$$

где m – полная масса тела; I_c – момент инерции тела относительно оси, проходящей через центр масс.

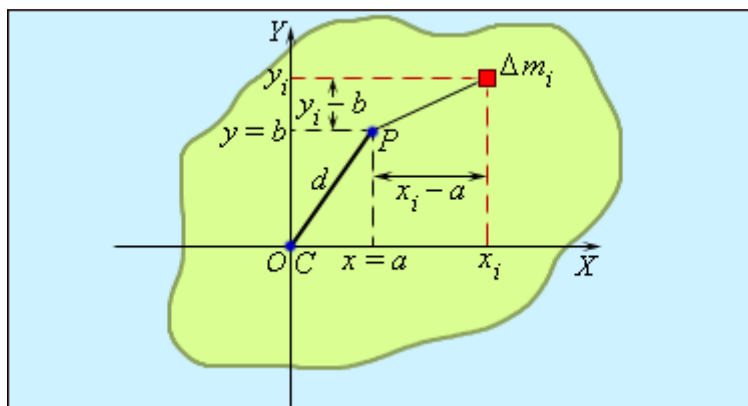


Рис. 11

Рассмотрим сечение твердого тела произвольной формы, изображенное на рис. 11. Выберем координатную систему $X\bar{Y}$ с началом координат O в центре масс C тела. Пусть одна из осей вращения проходит через центр масс C , а другая через произвольную точку P , расположенную на расстоянии d от начала координат. Обе оси перпендикулярны плоскости чертежа. Пусть Δm_i – некоторый малый элемент массы твердого тела. По определению момента инерции

$$I_c = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2),$$

$$I_p = \sum_i \Delta m_i ((x_i - a)^2 + (y_i - b)^2).$$

Выражение для I_p можно переписать в виде

$$I_p = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) + \sum_i \Delta m_i (a^2 + b^2) - 2a \sum_i \Delta m_i x_i - 2b \sum_i \Delta m_i y_i.$$

Поскольку начало координат совпадает с центром масс C , последние два члена обращаются в нуль. Это следует из определения центра масс. Следовательно,

$$I_p = I_c + md^2,$$

где m – полная масса тела, d – расстояние между осями. Это соотношение называют теоремой Штейнера (теоремой о параллельном переносе оси вращения).

На рис. 12 приведены моменты инерции тел различной геометрической формы.

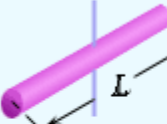





$I_c = \frac{1}{12}ML^2$  Твёрдый стержень	$I_c = \frac{2}{5}MR^2$  Шар	$I_c = \frac{2}{3}MR^2$  Тонкостенная сферическая оболочка
$I_c = MR^2$  Тонкостенный цилиндр	$I_c = \frac{1}{2}MR^2$  Диск	$I_c = \frac{1}{4}MR^2$  Диск

Рис. 12

Лекция 6

План лекции. Основное уравнение динамики вращательного движения. Момент импульса. Закон сохранения момента импульса

Второй закон Ньютона может быть обобщен на случай вращения твердого тела относительно неподвижной оси. На рис. 13 изображено некоторое твердое тело, вращающееся относительно оси, перпендикулярной к плоскости рисунка и проходящей через точку O . Выделим произвольный малый элемент массы Δm_i . На него действуют внешние и внутренние силы. Равнодействующая всех сил есть \vec{F}_i . Ее можно разложить на две составляющие: касательную составляющую $\vec{F}_{i\tau}$ и радиальную \vec{F}_{ir} . Радиальная составляющая \vec{F}_{ir} создает центростремительное ускорение a_n .

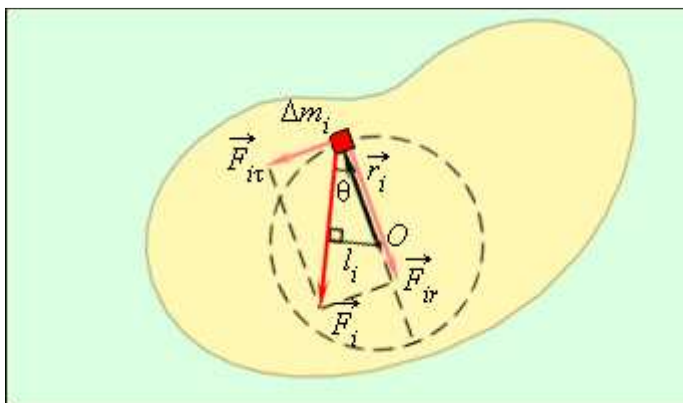


Рис. 13

Касательная составляющая $\vec{F}_{i\tau}$ вызывает тангенциальное ускорение $\vec{a}_{i\tau}$ массы Δm_i . Второй закон Ньютона, записанный в скалярной форме, дает

$$\Delta m_i a_{i\tau} = F_{i\tau} = F_i \sin \theta \quad \text{или} \quad \Delta m_i r_i \varepsilon = F_i \sin \theta,$$

где $\varepsilon = \frac{a_{i\tau}}{r_i}$ – угловое ускорение всех точек твердого тела.

Если обе части написанного выше уравнения умножить на r_i , то получим

$$\Delta m_i r_i^2 \varepsilon = F_i r_i \sin \theta = F_i l_i = M_i,$$

где l_i – плечо силы \vec{F}_i , M_i – момент силы.

Теперь нужно записать аналогичные соотношения для всех элементов массы Δm_i вращающегося твердого тела, а затем просуммировать левые и правые части.

Это дает:

$$\sum_i \Delta m_i r_i^2 \varepsilon = \sum_i M_i.$$

Стоящая в правой части сумма моментов сил, действующих на различные точки твердого тела, состоит из суммы моментов всех внешних сил и суммы моментов всех внутренних сил:

$$\sum_i M_i = \sum_i M_{\text{внеш}} + \sum_i M_{\text{внутр}} .$$

Сумма моментов всех внутренних сил согласно третьему закону Ньютона равна нулю, поэтому в правой части остается только сумма моментов всех внешних сил, которые мы обозначим через M .

Таким образом,
$$\vec{M} = I\vec{\epsilon} .$$

Это **основное уравнение динамики вращательного движения твердого тела**. Величины $\vec{\omega}$, $\vec{\epsilon}$, \vec{M} определяются как векторы, направленные по оси вращения.

При изучении поступательного движения тел вводится понятие импульса тела \vec{p} .

При изучении вращательного движения вводится понятие **момента импульса**.

Моментом импульса вращающегося тела называют физическую величину, равную произведению момента инерции тела I на угловую скорость $\vec{\omega}$ его вращения.

Момент импульса обозначается буквой \vec{L} :

$$\vec{L} = I\vec{\omega} .$$

Дифференцируя это равенство по времени, получим

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\vec{\epsilon} = \vec{M} .$$

Это уравнение, полученное для случая, когда $I = const$, справедливо и в общем случае, когда момент инерции тела изменяется в процессе движения.

Если суммарный момент M внешних сил, действующих на тело, равен нулю, то момент импульса $L = I\omega$ относительно данной оси сохраняется:

$$\frac{dL}{dt} = 0, L = const .$$

Это и есть **закон сохранения момента импульса**. Иллюстрацией этого закона может служить неупругое вращательное столкновение двух дисков, насаженных на общую ось (рис. 14).

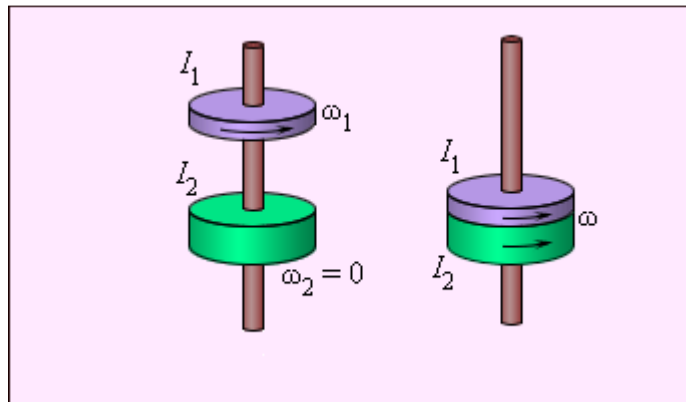


Рис. 14

Уравнение вращательного движения тела можно записывать не только относительно неподвижной или равномерно движущейся оси, но и относительно оси, движущейся с ускорением.

Основное уравнение динамики вращательного движения не изменяет своего вида и в случае ускоренно движущихся осей при условии, что ось вращения проходит через центр массы тела и что ее направление в пространстве остается неизменным.

Лекция 7

План лекции. Введение в молекулярную физику и термодинамику. Молекулярно-кинетическая теория (МКТ), основные положения МКТ, основное уравнение МКТ, температура, закон Дальтона

Молекулярная физика и термодинамика – это, по существу, две разные по своим подходам, но тесно связанные науки, занимающиеся одним и тем же – изучением макроскопических свойств физических систем.

Молекулярная физика является **статистической** теорией, т. е. теорией, которая рассматривает поведение систем, состоящих из огромного числа частиц (атомов, молекул), на основе вероятностных моделей.

В отличие от молекулярно-кинетической теории, термодинамика при изучении свойств макроскопических систем не опирается ни на какие представления о молекулярной структуре вещества. Термодинамика является наукой **феноменологической**. Она делает выводы о свойствах вещества на основе законов, установленных на опыте, таких как закон сохранения энергии. Термодинамика оперирует только с макроскопическими величинами (давление, температура, объем и т.п.).

Молекулярно-кинетической теорией называют учение о строении и свойствах вещества на основе представления о существовании атомов и молекул как наименьших частиц химических веществ.

В основе молекулярно-кинетической теории лежат три положения:

1. Все вещества – жидкие, твердые и газообразные – образованы из мельчайших частиц – молекул, которые сами состоят из атомов («элементарных молекул»). Молекулы химического вещества могут быть простыми и сложными, т.е. состоять из одного или нескольких атомов. Молекулы и атомы представляют собой электрически нейтральные частицы. При определенных условиях молекулы и атомы могут приобретать дополнительный электрический заряд и превращаться в положительные или отрицательные ионы.
2. Атомы и молекулы находятся в непрерывном хаотическом движении.
3. Частицы взаимодействуют друг с другом силами, имеющими электрическую природу. Гравитационное взаимодействие между частицами пренебрежимо мало.

Экспериментальным подтверждением представлений молекулярно-кинетической теории о беспорядочном движении атомов и молекул является **броуновское движение**.



В молекулярно-кинетической теории **количество вещества** принято считать пропорциональным числу частиц. Единица количества вещества называется **молем** (моль).

Моль – это количество вещества, содержащее столько же частиц (молекул), сколько содержится атомов в **0,012 кг** углерода ^{12}C . Молекула углерода состоит из одного атома.

Таким образом, в одном моле любого вещества содержится одно и то же число частиц (молекул). Это число называется постоянной Авогадро N_A :

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Количество вещества ν определяется как отношение числа N частиц (молекул) вещества к постоянной Авогадро N_A :

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

Массу одного моля вещества принято называть **молярной массой** M .

Молярная масса равна произведению массы m_0 одной молекулы данного вещества на постоянную Авогадро:

$$M = N_A \cdot m_0.$$

Молярная масса выражается в **килограммах на моль** (кг/моль).

За единицу массы атомов и молекул принимается 1/12 массы атома изотопа углерода ^{12}C (с массовым числом 12). Она называется **атомной единицей массы** (а. е. м.):

$$1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Отношение массы атома или молекулы данного вещества к 1/12 массы атома углерода ^{12}C называется **относительной массой**.

Простейшей моделью, рассматриваемой молекулярно-кинетической теорией, является модель **идеального газа**. В кинетической модели идеального газа молекулы рассматриваются как идеально упругие шарики, взаимодействующие между собой и со стенками только во время упругих столкновений. Суммарный объем всех молекул предполагается малым по сравнению с объемом сосуда, в котором находится газ. Модель идеального газа достаточно хорошо описывает поведение реальных газов в широком диапазоне

давлений и температур. Задача молекулярно-кинетической теории состоит в том, чтобы установить связь между **микроскопическими** (масса, скорость, кинетическая энергия молекул) и **макроскопическими параметрами** (давление, объем, температура).

Проекция v_x скорости молекулы, перпендикулярная стенке, изменяет свой знак на противоположный, а проекция v_y скорости, параллельная стенке, остается неизменной (рис. 15).

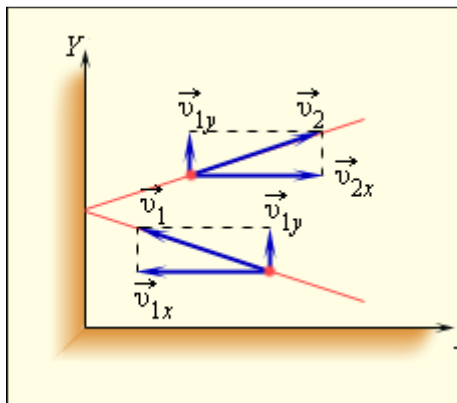


Рис. 15

Поэтому изменение импульса молекулы будет равно $2m_0v_x$, где m_0 – масса молекулы.

Выделим на стенке некоторую площадку S (рис. 16). За время Δt с этой площадкой столкнутся все молекулы, имеющие проекцию скорости v_x , направленную в сторону стенки, и находящиеся в цилиндре с основанием площади S и высотой $v_x\Delta t$.

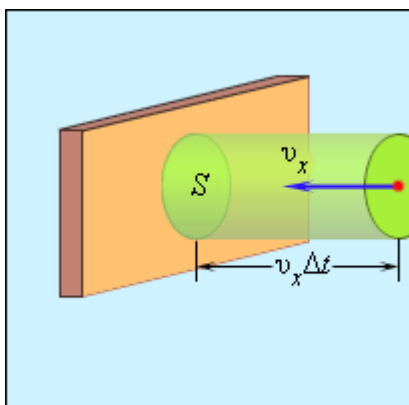


Рис. 16

Пусть в единице объема сосуда содержатся n молекул; тогда число молекул в объеме цилиндра равно $nSv_x\Delta t$. Число ударов молекул о площадку S за время Δt равно $\frac{1}{2}nSv_x\Delta t$. Поскольку каждая молекула при столкновении со стенкой изменяет свой импульс на величину $2m_0v_x$, то полное изменение

импульса всех молекул, столкнувшихся за время Δt с площадкой S , равно $nm_0v_x^2S\Delta t$.

Окончательно получим:

$$p = \frac{F}{S} = nm_0v_x^2.$$

Формулу для среднего давления газа на стенку сосуда запишем в виде

$$p = \langle p \rangle = \frac{1}{3}nm_0 \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3}n \frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3}n \langle E_k \rangle.$$

Это уравнение называют **основным уравнением молекулярно-кинетической теории газов**.

Сравнивая соотношения $p = nkT$ с основным уравнением молекулярно-кинетической теории газов, можно получить:

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2}kT.$$

Средняя кинетическая энергия хаотического движения молекул газа прямо пропорциональна абсолютной температуре.

Таким образом, **средняя кинетическая энергия хаотического движения молекул газа прямо пропорциональна абсолютной температуре и температура есть мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул.**

Давление смеси газов на стенки сосуда будет складываться из **парциальных давлений** каждого газа:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = (n_1 + n_2 + n_3 + \dots) kT.$$

где n_1, n_2, n_3, \dots – концентрации молекул различных газов в смеси. Это соотношение выражает **закон Дальтона: давление в смеси химически невзаимодействующих газов равно сумме их парциальных давлений.**

Лекция 8

План лекции. Уравнение состояния идеального газа. Изопроцессы. Испарение, конденсация, кипение. Насыщенные и ненасыщенные пары. Уравнение состояния реального газа (уравнение Ван-дер-Ваальса)

Соотношение

$$p = nkT$$

может быть записано в форме, устанавливающей связь между макроскопическими параметрами газа – объемом V , давлением p , температурой T и количеством вещества ν :

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\nu N_A}{V} = \frac{m}{M} \frac{N_A}{V}$$

или

$$pV = \nu N_A kT = \frac{m}{M} N_A kT .$$

$R = N_A k$ - универсальная газовая постоянная.

$$R = 8,31 \text{ Дж/моль}\cdot\text{К}.$$

Соотношение

$$pV = \nu RT = \frac{m}{M} RT$$

называется **уравнением состояния идеального газа (уравнением Клапейрона–Менделеева)**.

Для одного моля любого газа это соотношение принимает вид

$$pV = RT.$$

Если температура газа равна $T_n = 273,15 \text{ К}$ ($0 \text{ }^\circ\text{C}$), а давление $p_n = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, газ находится **при нормальных условиях** и моль любого газа при нормальных условиях занимает один и тот же объем V_0 , равный (**закон Авогадро**):

$$V_0 = 0,0224 \text{ м}^3/\text{моль} = 22,4 \text{ дм}^3/\text{моль}.$$

Газ может участвовать в различных тепловых процессах, при которых могут изменяться все параметры, описывающие его состояние (p , V и T). Если процесс протекает достаточно медленно, то в любой момент система близка к своему равновесному состоянию. Такие процессы называются **квазистатическими**. Квазистатические процессы могут быть изображены на диаграмме состояний (например, в координатах p , V) в виде некоторой кривой линии, каждая точка которой представляет равновесное состояние.

Интерес представляют процессы, в которых один из параметров (p , V или T) остается неизменным. Такие процессы называются **изопроцессами**.

Изотермическим процессом называют квазистатический процесс, протекающий при постоянной температуре T ($T = const$).

При постоянной температуре T и неизменном количестве вещества ν в сосуде произведение давления p газа на его объем V должно оставаться постоянным:

$$pV = const.$$

На плоскости (p, V) изотермические процессы изображаются при различных значениях температуры T семейством гипербол, которые называются **изотермами**.

Это уравнение называют **законом Бойля–Мариотта**.

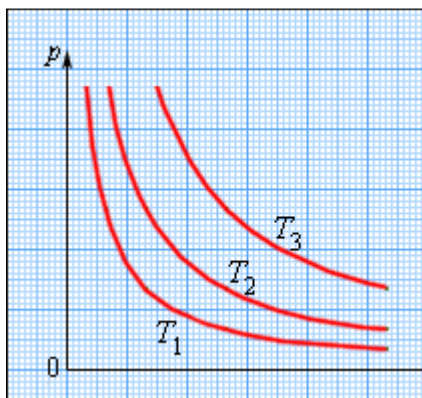


Рис. 17
 $T_3 > T_2 > T_1$

Изохорный процесс ($V = const$) – это процесс квазистатического нагревания или охлаждения газа при постоянном объеме V и условии, что количество вещества ν в сосуде остается неизменным.

При этих условиях давление газа p изменяется прямо пропорционально его абсолютной температуре: $p \sim T$

или
$$\frac{p}{T} = const.$$

Это уравнение изохорного процесса называется **законом Шарля**.

На плоскости (p, T) изохорные процессы для заданного количества вещества ν при различных значениях объема V изображаются семейством прямых линий, которые называются **изохорами**. Большим значениям объема соответствуют изохоры с меньшим наклоном по отношению к оси температур (рис. 18).

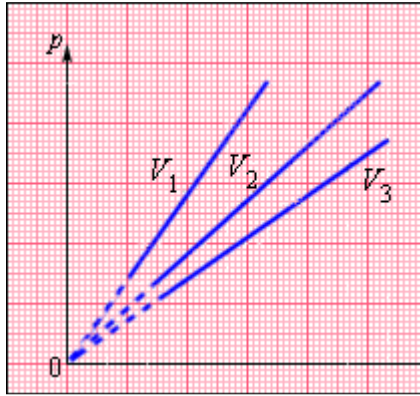


Рис. 18
 $V_3 > V_2 > V_1$

Изобарным процессом ($p = const$) называют квазистатический процесс, протекающий при неизменном давлении p .

Уравнение изобарного процесса для некоторого неизменного количества вещества ν имеет вид

$$\frac{V}{T} = const.$$

Уравнение изобарного процесса называют **законом Гей-Люссака**.

На плоскости (V, T) изобарные процессы при разных значениях давления p изображаются семейством прямых линий (рис.19), которые называются **изобарами**.

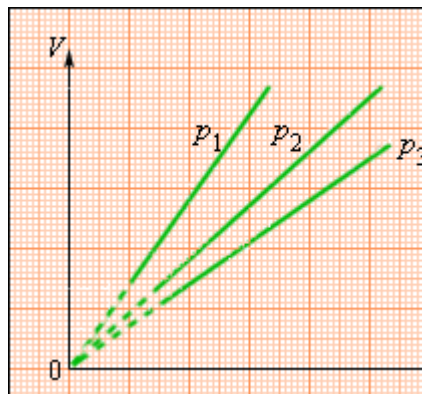


Рис. 19
 $p_3 > p_2 > p_1$

Адиабатический процесс – процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой, т.е. при полной теплоизоляции.

Уравнение адиабатического процесса (уравнение Пуассона)

$$pV^\gamma = const,$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, c_p, c_v - теплоемкости при постоянном давлении и объеме.

Любое вещество при определенных условиях может находиться в различных агрегатных состояниях – твердом, жидком и газообразном. Переход из одного состояния в другое называется **фазовым переходом**. **Испарение** и **конденсация** являются примерами фазовых переходов.

Испарением называется фазовый переход из жидкого состояния в газообразное.

Конденсация – это процесс, обратный процессу испарения. При конденсации молекулы пара возвращаются в жидкость.

Пар, находящийся в равновесии со своей жидкостью, называют **насыщенным**.

Давление насыщенного пара p_0 данного вещества зависит только от его температуры и не зависит от объема.

Реальные газы подчиняются уравнению Ван-дер-Ваальса.

Уравнение состояния идеального газа видоизменяется. Давление следует увеличить на величину внутреннего давления, связанного с межмолекулярным взаимодействием, а объем следует уменьшить на величину собственного объема молекул.

В результате получаем уравнение

$$\left(p + \frac{am^2}{V^2}\right)(V - bm) = mRT,$$

где a, b – постоянные Ван-дер-Ваальса.

Изотермы реальных газов на плоскости (p, V) содержат горизонтальные участки, соответствующие двухфазной системе (рис.20).

Изотермы реальных газов подчиняются уравнению Ван-дер-Ваальса.

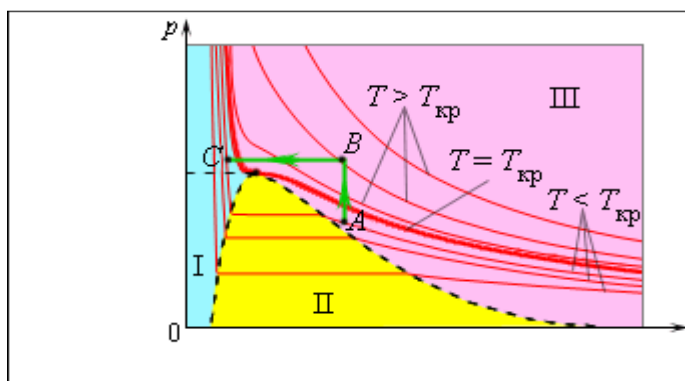


Рис. 20

Лекция 9

План лекции. Свойства жидкостей. Поверхностное натяжение

Молекулы вещества в жидком состоянии расположены почти вплотную друг к другу. В отличие от твердых кристаллических тел, в которых молекулы образуют упорядоченные структуры во всем объеме кристалла и могут совершать тепловые колебания около фиксированных центров, молекулы жидкости обладают большей свободой. Каждая молекула жидкости, как и в твердом теле, «зажата» со всех сторон соседними молекулами и совершает тепловые колебания около некоторого положения равновесия. Однако время от времени любая молекула может переместиться в соседнее вакантное место. Такие перескоки в жидкостях происходят довольно часто, поэтому молекулы не привязаны к определенным центрам, как в кристаллах, и могут перемещаться по всему объему жидкости. Этим объясняется текучесть жидкостей. Из-за сильного взаимодействия между близко расположенными молекулами они могут образовывать локальные (неустойчивые) упорядоченные группы, содержащие несколько молекул. Это явление называется **ближним порядком** (рис. 21).

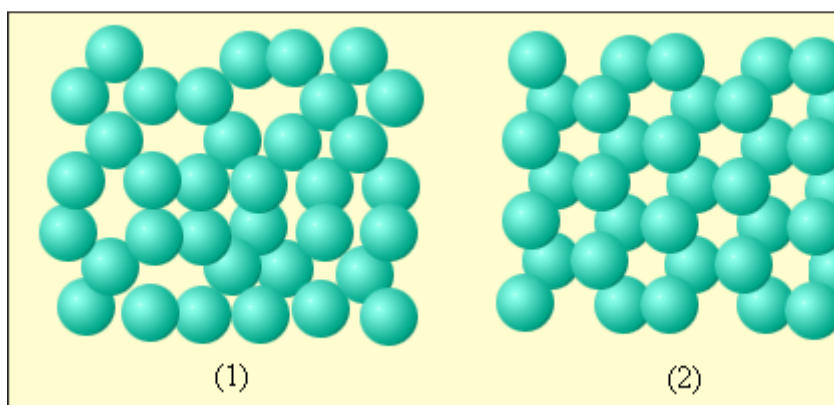


Рис. 21

Наиболее интересной особенностью жидкостей является наличие **свободной поверхности**. Жидкость, в отличие от газов, не заполняет весь объем сосуда, в который она налита. Между жидкостью и газом (или паром) образуется граница раздела, которая находится в особых условиях по сравнению с остальной массой жидкости. Молекулы в пограничном слое жидкости, в отличие от молекул в ее глубине, окружены другими молекулами той же жидкости не со всех сторон. Силы межмолекулярного взаимодействия, действующие на одну из молекул внутри жидкости со стороны соседних молекул, в среднем взаимно скомпенсированы. Любая молекула в пограничном слое притягивается молекулами, находящимися внутри жидкости (силами, действующими на данную молекулу жидкости со стороны молекул газа (или пара) можно пренебречь). В результате появляется некоторая равнодействующая сила, направленная вглубь жидкости. Поверхностные

молекулы силами межмолекулярного притяжения втягиваются внутрь жидкости. Но все молекулы, в том числе молекулы пограничного слоя, должны находиться в состоянии равновесия. Это равновесие достигается за счет некоторого уменьшения расстояния между молекулами поверхностного слоя и их ближайшими соседями внутри жидкости. При уменьшении расстояния между молекулами возникают силы отталкивания. Если среднее расстояние между молекулами внутри жидкости равно r_0 , то молекулы поверхностного слоя упакованы более плотно, поэтому они обладают дополнительным запасом потенциальной энергии по сравнению с внутренними молекулами. Если молекула переместится с поверхности внутрь жидкости, силы межмолекулярного взаимодействия совершат положительную работу. Наоборот, чтобы вытащить некоторое количество молекул из глубины жидкости на поверхность (т. е. увеличить площадь поверхности жидкости), внешние силы должны совершить положительную работу $\Delta A_{\text{внеш}}$, пропорциональную изменению ΔS площади поверхности:

$$\Delta A_{\text{внеш}} = \sigma \Delta S.$$

Коэффициент σ называется **коэффициентом поверхностного натяжения** ($\sigma > 0$). Таким образом, **коэффициент поверхностного натяжения равен работе, необходимой для увеличения площади поверхности жидкости при постоянной температуре на единицу.**

Следовательно, молекулы поверхностного слоя жидкости обладают избыточной по сравнению с молекулами внутри жидкости **потенциальной энергией**. Потенциальная энергия E_p поверхности жидкости пропорциональна ее площади:

$$E_p = A_{\text{внеш}} = \sigma S.$$

Из механики известно, что равновесным состояниям системы соответствует минимальное значение ее потенциальной энергии. Отсюда следует, что свободная поверхность жидкости стремится сократить свою площадь. По этой причине свободная капля жидкости принимает шарообразную форму. Жидкость ведет себя так, как будто по касательной к ее поверхности действуют силы, сокращающие (стягивающие) эту поверхность. Эти силы называются **силами поверхностного натяжения**.

Наличие сил поверхностного натяжения делает поверхность жидкости похожей на упругую растянутую пленку, с той только разницей, что упругие силы в пленке зависят от площади ее поверхности (т. е. от того, как пленка деформирована), а силы поверхностного натяжения **не зависят** от площади поверхности жидкости.

Силы поверхностного натяжения стремятся сократить поверхность пленки. Для равновесия подвижной стороны рамки к ней нужно приложить внешнюю

силу $\vec{F}_{\dot{a}i} = -\vec{F}_i$ (пример рамки с одной подвижной стороной). Так как модули сил $\vec{F}_{\dot{a}i}$ и \vec{F}_i одинаковы, можно записать:

$$F_n \Delta x = \sigma 2L \Delta x \quad \text{или} \quad \sigma = \frac{F_n}{2L}.$$

Коэффициент поверхностного натяжения σ может быть определен как **модуль силы поверхностного натяжения, действующей на единицу длины линии, ограничивающей поверхность.**

Вблизи границы между жидкостью, твердым телом и газом форма свободной поверхности жидкости зависит от сил взаимодействия молекул жидкости с молекулами твердого тела (взаимодействием с молекулами газа (или пара) можно пренебречь). Если эти силы больше сил взаимодействия между молекулами самой жидкости, то жидкость **смачивает** поверхность твердого тела. В этом случае жидкость подходит к поверхности твердого тела под некоторым острым углом θ , характерным для данной пары жидкость – твердое тело. Угол θ называется **краевым углом**. Если силы взаимодействия между молекулами жидкости превосходят силы их взаимодействия с молекулами твердого тела, то краевой угол θ оказывается тупым (рис.22). В этом случае говорят, что жидкость **не смачивает** поверхность твердого тела. При **полном смачивании** $\theta = 0$, при **полном несмачивании** $\theta = 180^\circ$.

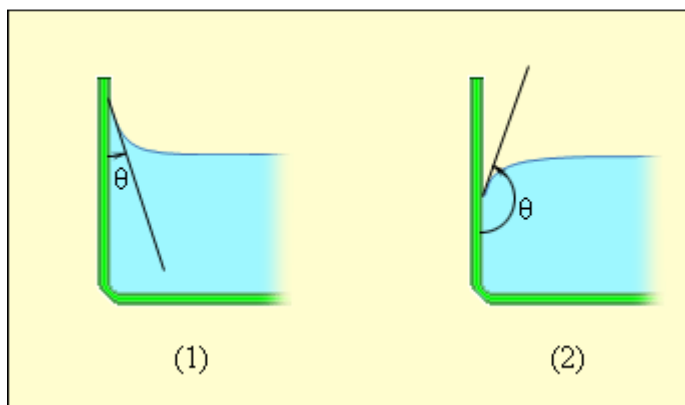


Рис. 22

Капиллярными явлениями называют подъем или опускание жидкости в трубках малого диаметра – **капиллярах**. Смачивающие жидкости поднимаются по капиллярам, несмачивающие – опускаются.

На рис. 23 изображена капиллярная трубка некоторого радиуса r , опущенная нижним концом в смачивающую жидкость плотности ρ . Верхний конец капилляра открыт. Подъем жидкости в капилляре продолжается до тех пор, пока сила тяжести \vec{F}_T , действующая на столб жидкости в капилляре, не станет равной по модулю результирующей F_n сил поверхностного натяжения,

действующих вдоль границы соприкосновения жидкости с поверхностью капилляра:

$$F_T = F_H, \text{ где } F_T = mg = \rho h \pi r^2 g, F_H = \sigma 2\pi r \cos \theta.$$

Отсюда следует:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}.$$

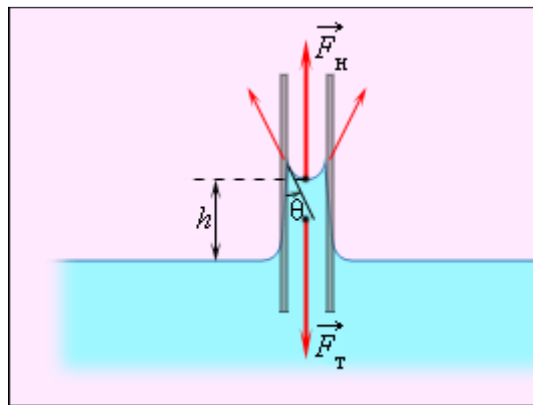


Рис. 23

При полном смачивании $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$. В этом случае

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}.$$

При полном несмачивании $\theta = 180^\circ$, $\cos \theta = -1$ и, следовательно, $h < 0$. Уровень несмачивающей жидкости в капилляре опускается ниже уровня жидкости в сосуде, в которую опущен капилляр.

Вода практически полностью смачивает чистую поверхность стекла. Наоборот, ртуть полностью не смачивает стеклянную поверхность. Поэтому уровень ртути в стеклянном капилляре опускается ниже уровня в сосуде.

Лекция 10

План лекции. Термодинамика. Внутренняя энергия. Количество теплоты. Работа в термодинамике. Первый закон термодинамики

Термодинамика – это наука о тепловых явлениях. В противоположность **молекулярно-кинетической теории**, которая делает выводы на основе представлений о молекулярном строении вещества, термодинамика исходит из наиболее общих закономерностей тепловых процессов и свойств макроскопических систем. Выводы термодинамики опираются на совокупность опытных фактов и не зависят от наших знаний о внутреннем устройстве вещества, хотя в целом ряде случаев термодинамика использует молекулярно-кинетические модели для иллюстрации своих выводов.

Термодинамика рассматривает **изолированные** системы тел, находящиеся в состоянии **термодинамического равновесия**. Это означает, что в таких системах **прекратились все наблюдаемые макроскопические процессы**. Важным свойством термодинамически равновесной системы является **выравнивание температуры всех ее частей**.

Если термодинамическая система была подвержена внешнему воздействию, то в конечном итоге она перейдет в другое равновесное состояние. Такой переход называется **термодинамическим процессом**. Если процесс протекает достаточно медленно (в пределе бесконечно медленно), то система в каждый момент времени оказывается близкой к равновесному состоянию. Одним из важнейших понятий термодинамики является **внутренняя энергия** тела. Все макроскопические тела обладают энергией, заключенной внутри самих тел. С точки зрения молекулярно-кинетической теории внутренняя энергия вещества складывается из кинетической энергии всех атомов и молекул и потенциальной энергии их взаимодействия друг с другом. В частности, внутренняя энергия идеального газа равна сумме кинетических энергий всех частиц газа, находящихся в непрерывном и беспорядочном тепловом движении. Молекулярно-кинетическая теория приводит к следующему выражению для внутренней энергии одного моля идеального одноатомного газа (гелий, неон и др.), молекулы которого совершают только поступательное движение:

$$U = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT.$$

Поскольку потенциальная энергия взаимодействия молекул зависит от расстояния между ними, в общем случае внутренняя энергия U тела зависит наряду с температурой T также и от объема V .

Таким образом, **внутренняя энергия U тела однозначно определяется макроскопическими параметрами, характеризующими состояние тела**. Она

не зависит от того, каким путем было реализовано данное состояние. Принято говорить, что внутренняя энергия является функцией состояния.

Внутренняя энергия тела может изменяться, если действующие на него внешние силы совершают работу (положительную или отрицательную). Например, если газ подвергается сжатию в цилиндре под поршнем, то внешние силы совершают над газом некоторую положительную работу A' . В то же время силы давления, действующие со стороны газа на поршень, совершают работу $A = -A'$. Если объем газа изменился на малую величину ΔV , то газ совершает работу $pS\Delta x = p\Delta V$, где p – давление газа, S – площадь поршня, Δx – его перемещение (рис. 24). При расширении работа, совершаемая газом, положительна, при сжатии – отрицательна. В общем случае при переходе из некоторого начального состояния (1) в конечное состояние (2) работа газа выражается формулой:

$$A = \sum_i p_i \Delta V_i$$

или в пределе при $\Delta V_i \rightarrow 0$:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

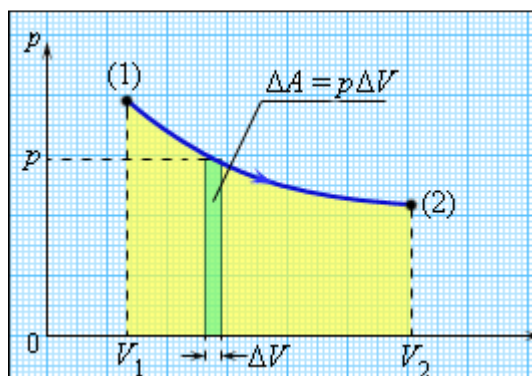


Рис. 24

Работа численно равна площади под графиком процесса на диаграмме (p, V) . Процессы, которые можно проводить в обоих направлениях, называются **обратимыми**. Если это невозможно, то процессы являются **необратимыми**.

Внутренняя энергия тела может изменяться не только в результате совершаемой работы, но и вследствие **теплообмена**. При тепловом контакте тел внутренняя энергия одного из них может увеличиваться, а другого – уменьшаться. В этом случае говорят о тепловом потоке от одного тела к другому. **Количеством теплоты** Q , полученным телом, называют изменение внутренней энергии тела в результате теплообмена.

Передача энергии от одного тела другому в форме тепла может происходить только при наличии разности температур между ними.

Тепловой поток всегда направлен от горячего тела к холодному.

На рис. 25 условно изображены энергетические потоки между выделенной термодинамической системой и окружающими телами. Величина $Q > 0$, если тепловой поток направлен в сторону термодинамической системы. Величина $A > 0$, если система совершает положительную работу над окружающими телами.

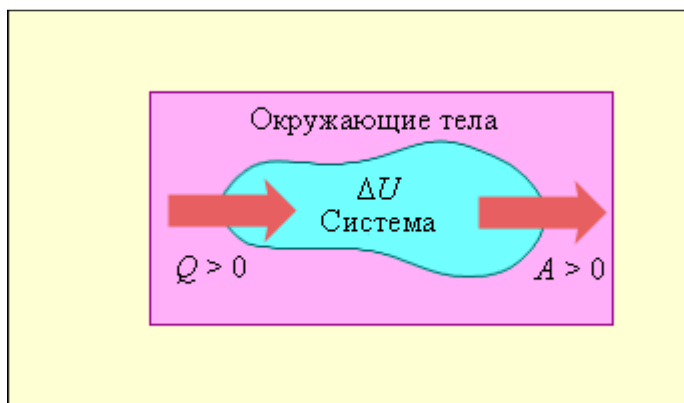


Рис. 25

Так как внутренняя энергия U однозначно определяется макроскопическими параметрами, характеризующими состояние системы, то отсюда следует, что процессы теплообмена и совершения работы сопровождаются изменением ΔU внутренней энергии системы.

Первый закон термодинамики является обобщением закона сохранения и превращения энергии для термодинамической системы. Он формулируется следующим образом:

изменение ΔU внутренней энергии неизолзированной термодинамической системы равно разности между количеством теплоты Q , переданной системе, и работой A , совершенной системой над внешними телами:

$$\Delta U = Q - A.$$

Соотношение, выражающее первый закон термодинамики, часто записывают в другой форме:

$$Q = \Delta U + A.$$

Количество теплоты, полученное системой, идет на изменение ее внутренней энергии и совершение работы над внешними телами.

В **изохорном процессе** ($V = const$) газ работы не совершает, $A = 0$. Следовательно, $Q = \Delta U = U(T_2) - U(T_1)$.

Здесь $U(T_1)$ и $U(T_2)$ – внутренние энергии газа в начальном и конечном состояниях. При изохорном нагревании тепло поглощается газом ($Q > 0$), и его внутренняя энергия увеличивается. При охлаждении тепло отдается внешним телам ($Q < 0$).

В **изобарном процессе** ($p = const$) работа, совершаемая газом, выражается соотношением

$$A = p (V_2 - V_1) = p \Delta V.$$

Первый закон термодинамики для изобарного процесса дает:

$$Q = U(T_2) - U(T_1) + p (V_2 - V_1) = \Delta U + p \Delta V.$$

При изобарном расширении $Q > 0$ – тепло поглощается газом, и газ совершает положительную работу. При изобарном сжатии $Q < 0$ – тепло отдается внешним телам. В этом случае $A < 0$. Температура газа при изобарном сжатии уменьшается, $T_2 < T_1$; внутренняя энергия убывает, $\Delta U < 0$.

В **изотермическом процессе** ($T = const$) температура газа не изменяется, следовательно, не изменяется и внутренняя энергия газа: $\Delta U = 0$, $Q = A$.

Количество теплоты Q , полученной газом в процессе изотермического расширения, превращается в работу над внешними телами. При изотермическом сжатии работа внешних сил, произведенная над газом, превращается в тепло, которое передается окружающим телам.

Наряду с изохорным, изобарным и изотермическим процессами в термодинамике часто рассматриваются процессы, протекающие в отсутствие теплообмена с окружающими телами. Сосуды с теплонепроницаемыми стенками называются **адиабатическими оболочками**, а процессы расширения или сжатия газа в таких сосудах называются **адиабатическими**.

В **адиабатическом процессе** $Q = 0$, поэтому первый закон термодинамики принимает вид

$$A = -\Delta U,$$

т. е. газ совершает работу за счет убыли его внутренней энергии.

Работа газа в адиабатическом процессе просто выражается через температуры T_1 и T_2 начального и конечного состояний:

$$A = C_V (T_2 - T_1).$$

Лекция 11

План лекции. Теплоемкость идеального газа. Тепловые двигатели. Термодинамические циклы. Цикл Карно. Коэффициент полезного действия цикла Карно

Если в результате теплообмена телу передается некоторое количество теплоты, то внутренняя энергия тела и его температура изменяются.

Количество теплоты, необходимое для нагревания вещества на один градус, называется теплоемкостью.

Удельной теплоемкостью вещества c называют теплоемкость единицы массы вещества

$$c = Q / (m\Delta T).$$

Молярную теплоемкость C определяют как теплоемкость одного моля вещества.

Связь между молярной и удельной теплоемкостями

$$C = M \cdot c.$$

Теплоемкость газообразного вещества зависит от характера термодинамического процесса. Обычно рассматриваются два значения теплоемкости газов: C_V – молярная теплоемкость в изохорном процессе ($V = \text{const}$) и C_p – молярная теплоемкость в изобарном процессе ($p = \text{const}$).

В процессе при постоянном объеме газ работы не совершает: $A = 0$. Из первого закона термодинамики для 1 моля газа следует

$$C_V = \frac{Q_V}{\Delta T}.$$

Для процесса при постоянном давлении первый закон термодинамики дает:

$$C_p = \frac{Q_p}{\Delta T} = C_V + p \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

Таким образом, соотношение, выражающее связь между молярными теплоемкостями C_p и C_V , имеет вид (формула Майера):

$$C_p = C_V + R.$$

Если система молекул находится в тепловом равновесии при температуре T , то средняя кинетическая энергия равномерно распределена между всеми степенями свободы и для каждой степени свободы молекулы она равна $\frac{1}{2}kT$.

Из этого следует, что молярные теплоемкости газа C_p и C_V и их отношение γ могут быть записаны в виде

$$C_V = \frac{i}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{i+2}{2}R, \gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i},$$

где i – число степеней свободы газа.

Для газа, состоящего из одноатомных молекул ($i = 3$),

$$C_V = \frac{3}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{5}{2}R, \gamma = \frac{5}{3} = 1.66.$$

Для газа, состоящего из двухатомных молекул ($i = 5$),

$$C_V = \frac{5}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{7}{2}R, \gamma = \frac{7}{5} = 1.4.$$

Для газа, состоящего из многоатомных молекул ($i = 6$),

$$C_V = 3R, C_p = C_V + R = 4R, \gamma = \frac{4}{3} = 1.33.$$

Тепловым двигателем называется устройство, способное превращать полученное количество теплоты в механическую работу. Тепловые двигатели (паровые машины, двигатели внутреннего сгорания и т. д.) работают **циклически**. Круговые процессы изображаются на диаграмме (p, V) газообразного рабочего тела с помощью замкнутых кривых (рис. 26). При расширении газ совершает положительную работу A_1 , равную площади под кривой abc , при сжатии газ совершает отрицательную работу A_2 , равную по модулю площади под кривой cda . Полная работа за цикл $A = A_1 + A_2$ на диаграмме (p, V) равна площади цикла. Работа A положительна, если цикл обходить по часовой стрелке, и A отрицательна, если цикл обходить в противоположном направлении.

Совершая круговой процесс, рабочее тело получает от нагревателя (тепловой резервуар с более высокой температурой) некоторое количество теплоты $Q_1 > 0$ и отдает холодильнику (тепловой резервуар с более низкой температурой) количество теплоты $Q_2 < 0$. Работа $A = Q = Q_1 - |Q_2|$, совершаемая рабочим телом за цикл, равна полученному за цикл количеству теплоты Q . Отношение работы A к количеству теплоты Q_1 , полученному рабочим телом за цикл от нагревателя, называется **коэффициентом полезного действия η** тепловой машины:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1}.$$

Энергетическая схема тепловой машины изображена на рис. 26.

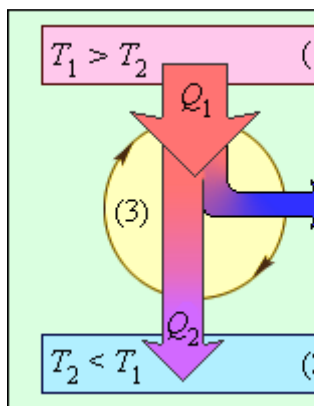


Рис. 26

Круговой процесс, состоящий из двух изотерм(1-2), (3- 4) и двух адиабат (2-3), (4-1), называется **циклом Карно** (рис.27).

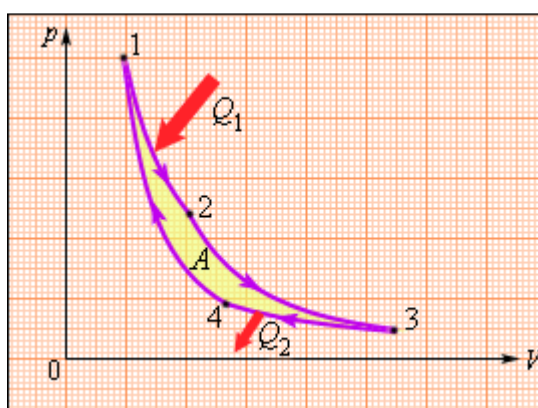


Рис. 27.

Коэффициент полезного действия η цикла Карно

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{A_{12} + A_{34}}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}.$$

или

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

где T_1 - температура нагревателя и T_2 - холодильника.

Лекция 12

План лекции. Необратимость тепловых процессов. Второй закон термодинамики. Понятие энтропии

Первый закон термодинамики не устанавливает направления тепловых процессов. Однако, как показывает опыт, многие тепловые процессы могут протекать только в одном направлении. Такие процессы называются **необратимыми**. Например, при тепловом контакте двух тел с разными температурами тепловой поток всегда направлен от более теплого тела к более холодному. Никогда не наблюдается самопроизвольный процесс передачи тепла от тела с низкой температурой к телу с более высокой температурой. Следовательно, процесс теплообмена при конечной разности температур является необратимым.

Обратимыми процессами называют процессы перехода системы из одного равновесного состояния в другое, которые можно провести в обратном направлении через ту же последовательность промежуточных равновесных состояний. При этом сама система и окружающие тела возвращаются к исходному состоянию.

Процессы превращения механической работы во внутреннюю энергию тела являются необратимыми из-за наличия трения, процессов диффузии в газах и жидкостях, процессы перемешивания газа при наличии начальной разности давлений и т. д. Все реальные процессы необратимы, но они могут сколь угодно близко приближаться к обратимым процессам. Обратимые процессы являются идеализацией реальных процессов.

Первый закон термодинамики не может отличить обратимые процессы от необратимых.

Второй закон термодинамики:

в циклически действующей тепловой машине невозможен процесс, единственным результатом которого было бы преобразование в механическую работу всего количества теплоты, полученного от единственного теплового резервуара.

Невозможен процесс, единственным результатом которого была бы передача энергии путем теплообмена от тела с низкой температурой к телу с более высокой температурой.

При полном обходе замкнутого обратимого цикла

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0.$$

Отношение $\frac{\Delta Q_i}{T_i}$ называется **приведенным теплом**. Полное приведенное

тепло на любом обратимом цикле равно нулю. Эта формула позволяет ввести новую физическую величину, которая называется **энтропией** S . Изменение энтропии в каком-либо квазистатическом процессе равно **приведенному теплу**, полученному системой. Поскольку на любом участке адиабатического процесса $\Delta Q = 0$, энтропия в этом процессе остается неизменной. Если термодинамическая система переходит из одного равновесного состояния в другое, то ее энтропия изменяется.

Рост энтропии является общим свойством всех самопроизвольно протекающих необратимых процессов в изолированных термодинамических системах. При обратимых процессах в изолированных системах энтропия не изменяется:

$$\Delta S \geq 0.$$

Это соотношение принято называть **законом возрастания энтропии**.

При любых процессах, протекающих в термодинамических изолированных системах, энтропия либо остается неизменной, либо увеличивается.

Таким образом, энтропия указывает направление самопроизвольно протекающих процессов. Рост энтропии указывает на приближение системы к состоянию термодинамического равновесия. В состоянии равновесия энтропия принимает максимальное значение. Закон возрастания энтропии можно принять в качестве еще одной формулировки второго закона термодинамики.

Вероятностная трактовка понятия энтропии. Энтропию можно рассматривать как **меру статистического беспорядка** в замкнутой термодинамической системе. Все самопроизвольно протекающие процессы в замкнутой системе, приближающие систему к состоянию равновесия и сопровождающиеся ростом энтропии, направлены в сторону увеличения вероятности состояния.

Всякое состояние макроскопической системы, содержащей большое число частиц, может быть реализовано многими способами. Термодинамическая вероятность W состояния системы – это число способов, которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы, или число **микросостояний**, осуществляющих данное макросостояние. По определению, термодинамическая вероятность $W \gg 1$.

Энтропия S системы и термодинамическая вероятность W связаны между собой следующим образом:

$$S = k \ln W,$$

где k – постоянная Больцмана.

Лекция 13

План лекции. Электростатика. Электрический заряд.

Взаимодействие зарядов. Закон Кулона

Многие физические явления, наблюдаемые в природе и окружающей нас жизни, не могут быть объяснены только на основе законов механики, молекулярно-кинетической теории и термодинамики. В этих явлениях проявляются силы, действующие между телами на расстоянии, причем эти силы не зависят от масс взаимодействующих тел и, следовательно, не являются гравитационными. Эти силы называют **электромагнитными силами**.

Электрический заряд – это физическая величина, характеризующая свойство частиц или тел вступать в электромагнитные силовые взаимодействия. Существует два рода электрических зарядов, условно названных положительными и отрицательными, заряды могут передаваться (например, при непосредственном контакте) от одного тела к другому, одноименные заряды отталкиваются, разноименные – притягиваются. Одним из фундаментальных законов природы является закон сохранения электрического заряда.

В изолированной системе алгебраическая сумма зарядов всех тел остается постоянной (закон сохранения заряда): $q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const}$.

Заряд может передаваться от одного тела к другому только порциями, содержащими целое число элементарных зарядов.

Таким образом, электрический заряд тела – дискретная величина и является релятивистски инвариантной (не зависит от скорости его движения):

$$q = \pm ne, \quad (n=0,1,2,\dots).$$

Физические величины, которые могут принимать только дискретный ряд значений, называются квантованными. Элементарный заряд e является квантом (наименьшей порцией) электрического заряда.

Точечным зарядом называют заряженное тело, размерами которого в условиях данной задачи можно пренебречь.

На основании многочисленных опытов Кулон установил следующий закон. **Силы взаимодействия неподвижных зарядов прямо пропорциональны произведению модулей зарядов и обратно пропорциональны квадрату расстояния между ними:**

$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}, \text{ где } k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

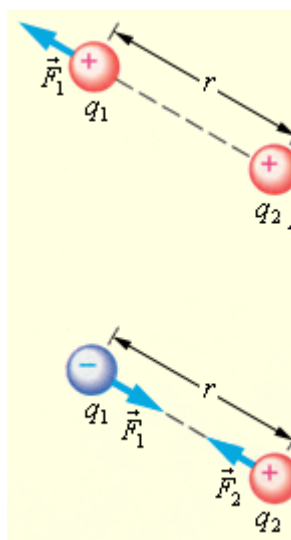


Рис. 28

Силы кулоновского взаимодействия подчиняются принципу суперпозиции:

если заряженное тело взаимодействует одновременно с несколькими заряженными телами, то результирующая сила, действующая на данное тело, равна векторной сумме сил, действующих на это тело со стороны всех других заряженных тел.

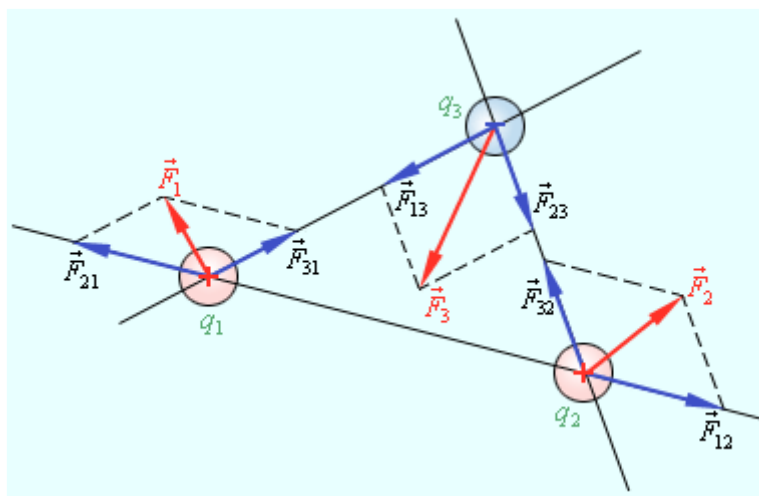


Рис. 29

Лекция 14

План лекции. Электрическое поле. Напряженность электрического поля. Теорема Гаусса

Электрические заряды не действуют друг на друга непосредственно. Каждое заряженное тело создает в окружающем пространстве **электрическое поле**. Это поле оказывает силовое действие на другие заряженные тела. Главное свойство электрического поля – действие на электрические заряды с некоторой силой. Таким образом, взаимодействие заряженных тел осуществляется не непосредственным их воздействием друг на друга, а через электрические поля, окружающие заряженные тела.

Для количественного определения электрического поля вводится **силовая характеристика** - **напряженность электрического поля**.

Напряженностью электрического поля называют физическую величину, равную отношению силы, с которой поле действует на положительный пробный заряд, помещенный в данную точку пространства, к величине этого заряда:

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

Напряженность электрического поля – векторная физическая величина. Направление вектора \vec{E} в каждой точке пространства совпадает с направлением силы, действующей на положительный пробный заряд.

Напряженность электрического поля, создаваемого системой зарядов в данной точке пространства, равна векторной сумме напряженностей электрических полей, создаваемых в той же точке зарядами в отдельности:

$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$. Это свойство электрического поля означает, что поле подчиняется принципу суперпозиции.

Направление вектора \vec{E} зависит от знака заряда Q : если $Q > 0$, то вектор \vec{E} направлен по радиусу от заряда, если $Q < 0$, то вектор \vec{E} направлен к заряду.

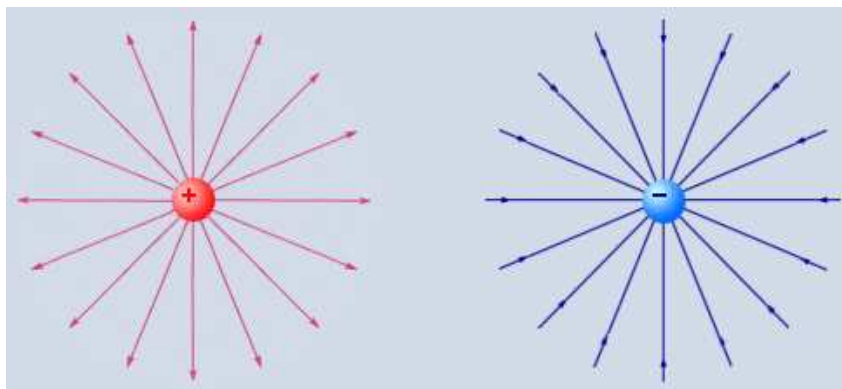


Рис. 30

Силовые линии - это линии, направление вектора \vec{E} в каждой точке которой, совпадало с направлением касательной к этой линии (рис. 31).

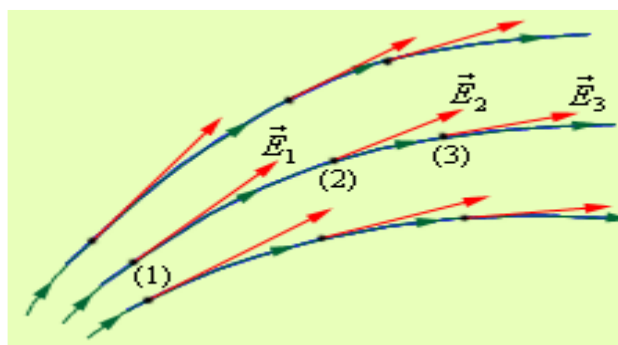


Рис. 31

Введем физическую величину, характеризующую электрическое поле – **поток Φ вектора напряженности** электрического поля. Пусть в пространстве, где создано электрическое поле, расположена некоторая достаточно малая площадка ΔS . Произведение модуля вектора \vec{E} на площадь ΔS и на косинус угла α между вектором \vec{E} и нормалью \vec{n} к площадке называется **элементарным потоком вектора напряженности** через площадку ΔS (рис. 32):

$$\Delta\Phi = E \Delta S \cos \alpha = E_n \Delta S,$$

где E_n – модуль нормальной составляющей поля \vec{E} .

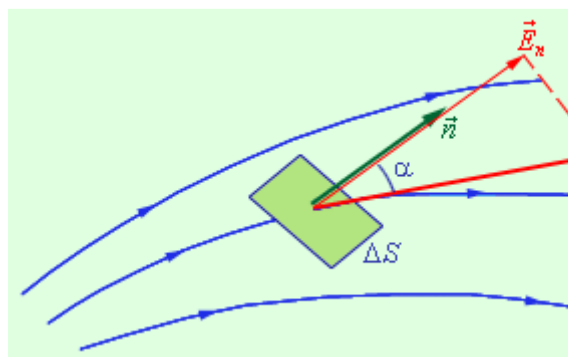


Рис. 32

Поток вектора напряженности электростатического поля \vec{E} через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов, расположенных внутри этой поверхности, деленной на электрическую постоянную ϵ_0 .

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i.$$

Рассмотрим пример симметричного распределения зарядов – определение поля равномерно заряженной плоскости (рис. 33).

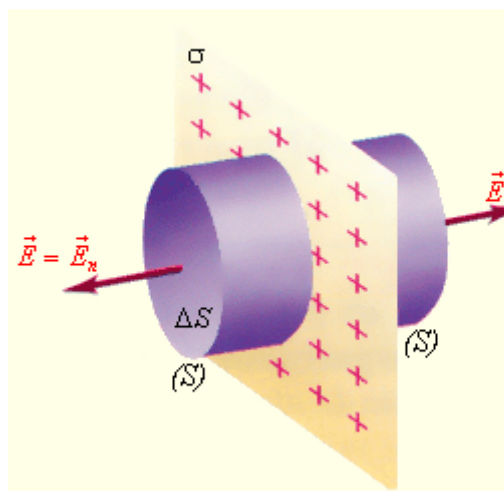


Рис. 33

В этом случае гауссову поверхность S целесообразно выбрать в виде цилиндра некоторой длины, закрытого с обоих торцов. Ось цилиндра направлена перпендикулярно к заряженной плоскости, а его торцы расположены на одинаковом расстоянии от нее. В силу симметрии поле равномерно заряженной плоскости должно быть везде направлено по нормали.

По теореме Гаусса получим:

$$2E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\varepsilon_0} \quad \text{или} \quad E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0},$$

где σ – поверхностная плотность заряда, т. е. заряд, приходящийся на единицу площади поверхности.

Полученное выражение для электрического поля однородно заряженной плоскости применимо и в случае плоских заряженных площадок конечного размера. В этом случае расстояние от точки, в которой определяется напряженность поля, до заряженной площадки должно быть значительно меньше размеров площадки.

Лекция 15

План лекции. Работа в электрическом поле. Потенциал

При перемещении пробного заряда q в электрическом поле электрические силы совершают работу. Эта работа при малом перемещении $\Delta \vec{l}$ равна (рис. 34):

$$\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = Eq \Delta l \cos \alpha = E_1 q \Delta l .$$

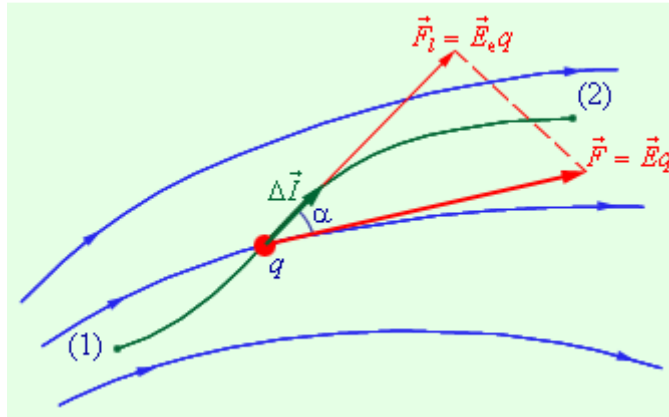


Рис. 34

Работа сил электростатического поля при перемещении заряда из одной точки поля в другую не зависит от формы траектории, а определяется только положением начальной и конечной точек и величиной заряда, поэтому работа сил электростатического поля при перемещении заряда по любой замкнутой траектории равна нулю.

На рис. 35 изображены две различные траектории перемещения пробного заряда q из начальной точки (1) в конечную точку (2). На одной из траекторий выделено малое перемещение $\Delta \vec{l}$. Работа ΔA кулоновских сил на этом перемещении равна $\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = Eq \Delta r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{r^2} \Delta r$.

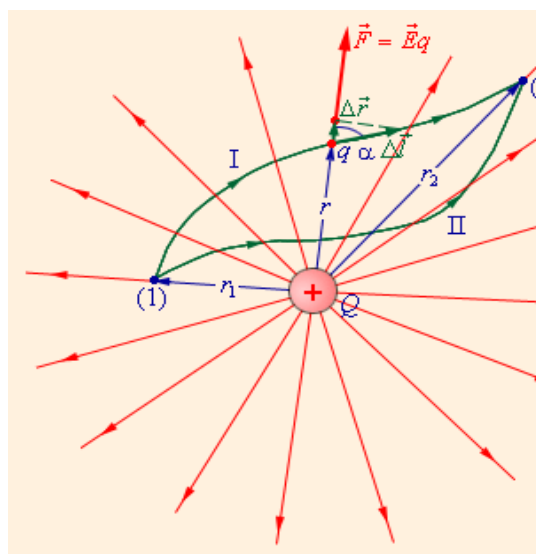


Рис. 35

Таким образом, работа на малом перемещении зависит только от расстояния r между зарядами и его изменения Δr . Если это выражение проинтегрировать на интервале от $r = r_1$ до $r = r_2$, то можно получить

$$A = \int_{r_1}^{r_2} Eqdr = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Полученный результат не зависит от формы траектории. На траекториях I и II, изображенных на рис. 35, работы кулоновских сил одинаковы. Если на одной из траекторий изменить направление перемещения заряда q на противоположное, то работа изменит знак. Отсюда следует, что на замкнутой траектории работа кулоновских сил равна нулю.

Потенциальная энергия заряда q , помещенного в любую точку (1) пространства, относительно фиксированной точки (0) равна работе A_{10} , которую совершит электростатическое поле при перемещении заряда q из точки (1) в точку (0):

$$W_{p1} = A_{10}.$$

Работа, совершаемая электростатическим полем при перемещении точечного заряда q из точки (1) в точку (2), равна разности значений потенциальной энергии в этих точках и не зависит от пути перемещения заряда и от выбора точки (0):

$$A_{12} = A_{10} + A_{02} = A_{10} - A_{20} = W_{p1} - W_{p2}.$$

Потенциальная энергия заряда q , помещенного в электростатическое поле, пропорциональна величине этого заряда.

Физическую величину, равную отношению потенциальной энергии электрического заряда в электростатическом поле к величине этого заряда, называют потенциалом φ электрического поля:

$$\varphi = \frac{W_p}{q}.$$

Потенциал φ является энергетической характеристикой электростатического поля.

Потенциал поля в данной точке пространства равен работе, которую совершают электрические силы при удалении единичного положительного заряда из данной точки в бесконечность:

$$\varphi_\infty = \frac{A_\infty}{q}.$$

Для наглядного представления электростатического поля наряду с силовыми линиями используют эквипотенциальные поверхности.

Поверхность, во всех точках которой потенциал электрического поля имеет одинаковые значения, называется эквипотенциальной поверхностью или поверхностью равного потенциала.

Силловые линии электростатического поля всегда перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям.

Эквипотенциальные поверхности кулоновского поля точечного заряда – концентрические сферы. На рис. 36 представлены картины силовых линий и эквипотенциальных поверхностей некоторых простых электростатических полей.

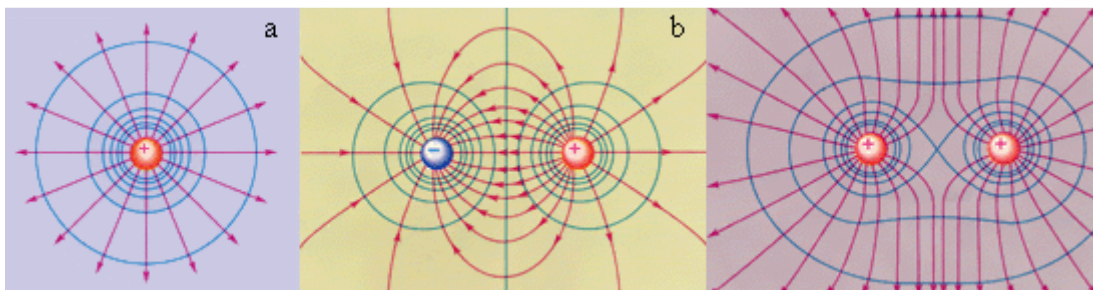


Рис. 36

В случае однородного поля эквипотенциальные поверхности представляют собой систему параллельных плоскостей.

Если пробный заряд q совершил **малое перемещение** $\Delta \vec{l}$ **вдоль силовой линии** из точки (1) в точку (2), то можно записать:

$$\Delta A_{12} = qE\Delta l = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi,$$

где $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – изменение потенциала. Отсюда следует

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}; (\Delta l \rightarrow 0) \text{ или } E = -\frac{d\varphi}{dl}.$$

Это соотношение в скалярной форме выражает связь между напряженностью поля и потенциалом. Здесь l – координата, отсчитываемая вдоль силовой линии.

Из принципа суперпозиции напряженностей полей, создаваемых электрическими зарядами, следует принцип суперпозиции для потенциалов:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$$

Лекция 16

План лекции. Проводники и диэлектрики в электрическом поле. Диэлектрическая проницаемость

Вещество, внесенное в электрическое поле, может существенно изменить его. Это связано с тем, что вещество состоит из заряженных частиц. В отсутствие внешнего поля частицы распределяются внутри вещества так, что создаваемое ими электрическое поле в среднем по объемам, включающим большое число атомов или молекул, равно нулю. При наличии внешнего поля происходит перераспределение заряженных частиц и в веществе возникает собственное электрическое поле. Полное электрическое поле \vec{E} складывается в соответствии с принципом суперпозиции из внешнего поля \vec{E}_0 и внутреннего поля \vec{E}' , создаваемого заряженными частицами вещества.

Наиболее широкие классы вещества составляют проводники и диэлектрики. Основная особенность проводников – наличие **свободных** зарядов (электронов), которые участвуют в тепловом движении и могут перемещаться по всему объему проводника. Типичные проводники – металлы.

В отсутствие внешнего поля в любом элементе объема проводника отрицательный свободный заряд компенсируется положительным зарядом ионной решетки. В проводнике, внесенном в электрическое поле, происходит перераспределение свободных зарядов, в результате чего на поверхности проводника возникают нескомпенсированные положительные и отрицательные заряды. Этот процесс называют электростатической индукцией, а появившиеся на поверхности проводника заряды – индукционными зарядами.

Индукционные заряды создают свое собственное поле \vec{E}' , которое компенсирует внешнее поле \vec{E}_0 во всем объеме проводника: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ (внутри проводника).

Полное электростатическое поле внутри проводника равно нулю, а потенциалы во всех точках одинаковы и равны потенциалу на поверхности проводника.

В отличие от проводников, в диэлектриках (изоляторах) нет свободных электрических зарядов. Они состоят из нейтральных атомов или молекул. Заряженные частицы в нейтральном атоме связаны друг с другом и не могут перемещаться под действием электрического поля по всему объему диэлектрика.

При внесении диэлектрика во внешнее электрическое поле \vec{E}_0 в нем возникает некоторое перераспределение зарядов, входящих в состав атомов или молекул. В результате такого перераспределения на поверхности диэлектрического образца появляются избыточные нескомпенсированные

связанные заряды. Все заряженные частицы, образующие макроскопические связанные заряды, по-прежнему входят в состав своих атомов.

Связанные заряды создают электрическое поле \vec{E}' , которое внутри диэлектрика направлено противоположно вектору напряженности \vec{E}_0 внешнего поля. Этот процесс называется поляризацией диэлектрика. В результате полное электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ внутри диэлектрика, оказывается, по модулю меньше внешнего поля \vec{E}_0 .

Физическая величина, равная отношению модуля напряженности \vec{E}_0 внешнего электрического поля в вакууме к модулю напряженности \vec{E} полного поля в однородном диэлектрике, называется диэлектрической проницаемостью вещества:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Существует несколько механизмов поляризации диэлектриков. Основными из них являются ориентационная и электронная поляризации. Дипольная поляризация возникает в случае полярных диэлектриков, состоящих из молекул, у которых центры распределения положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Такие молекулы представляют собой микроскопические электрические диполи – нейтральную совокупность двух зарядов, равных по модулю и противоположных по знаку, расположенных на некотором расстоянии друг от друга.

При отсутствии внешнего электрического поля оси молекулярных диполей ориентированы хаотично, так что на поверхности диэлектрика и в любом элементе объема электрический заряд в среднем равен нулю.

При внесении диэлектрика во внешнее поле \vec{E}_0 возникает частичная ориентация молекулярных диполей. В результате на поверхности диэлектрика появляются нескомпенсированные связанные заряды, создающие поле \vec{E}' , направленное навстречу внешнему полю \vec{E}_0 (рис. 37).

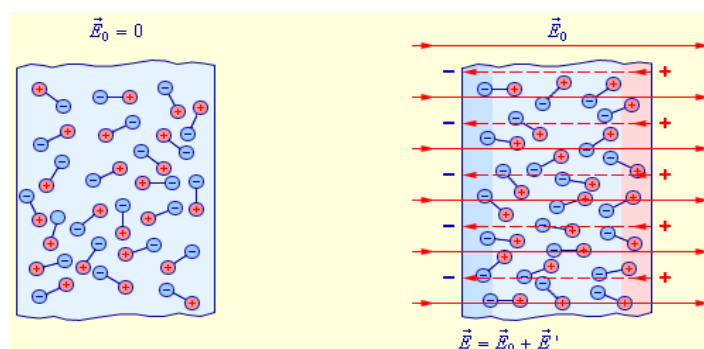


Рис. 37

Поляризация полярных диэлектриков сильно зависит от температуры, так как тепловое движение молекул играет роль дезориентирующего фактора.

Электронный механизм проявляется при поляризации неполярных диэлектриков, молекулы которых не обладают в отсутствие внешнего поля дипольным моментом. Под действием электрического поля молекулы неполярных диэлектриков деформируются – положительные заряды смещаются в направлении вектора \vec{E}_0 , а отрицательные – в противоположном направлении. В результате каждая молекула превращается в электрический диполь, ось которого направлена вдоль внешнего поля. На поверхности диэлектрика появляются нескомпенсированные связанные заряды, создающие свое поле \vec{E}' направленное навстречу внешнему полю \vec{E}_0 . Так происходит поляризация неполярного диэлектрика (рис. 38).

Деформация неполярных молекул под действием внешнего электрического поля не зависит от их теплового движения, поэтому поляризация неполярного диэлектрика не зависит от температуры. При наложении внешнего электрического поля ион смещается из центра пирамиды, и у молекулы возникает дипольный момент, пропорциональный внешнему полю.

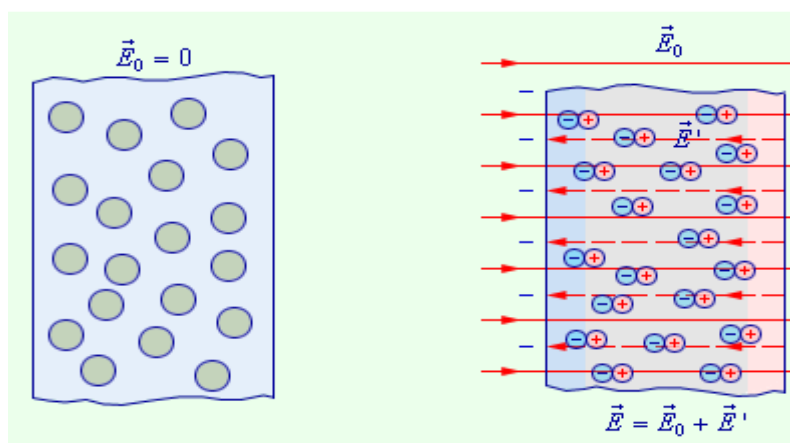


Рис.38

Лекция 17

План лекции. Електроёмкость. Конденсаторы. Соединение конденсаторов. Энергия электрического поля

Если двум изолированным друг от друга проводникам сообщить заряды q_1 и q_2 , то между ними возникает некоторая разность потенциалов $\Delta\varphi$, зависящая от величин зарядов и геометрии проводников. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ между двумя точками в электрическом поле часто называют напряжением и обозначают буквой U . Наибольший практический интерес представляет случай, когда заряды проводников одинаковы по модулю и противоположны по знаку: $q_1 = -q_2 = q$. В этом случае можно ввести понятие **электрической ёмкости**.

Електроёмкостью заряженного проводника называют физическую величину, равную отношению заряда проводника q к его потенциалу φ :

$$C = \frac{q}{\varphi}.$$

Електроёмкостью системы из двух проводников называется физическая величина, определяемая как отношение заряда q одного из проводников к разности потенциалов $\Delta\varphi$ между ними:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U}.$$

Величина ёмкости зависит от формы и размеров проводников и от свойств диэлектрика, разделяющего проводники. Существуют такие конфигурации проводников, при которых электрическое поле оказывается сосредоточенным (локализованным) лишь в некоторой области пространства. Такие системы называют **конденсаторами**.

Простейший конденсатор – система из двух плоских проводящих пластин, расположенных параллельно друг другу на малом по сравнению с размерами пластин расстоянии и разделённых слоем диэлектрика. Такой конденсатор называется плоским. Электрическое поле плоского конденсатора в основном локализовано между пластинами (рис. 39).

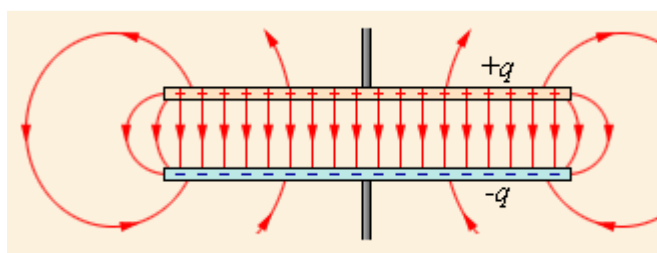


Рис. 39

Каждая из заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}.$$

Согласно принципу суперпозиции, напряженность \vec{E} поля, создаваемого обеими пластинами, равна сумме напряженностей \vec{E}^+ и \vec{E}^- полей каждой из пластин:

$$\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-.$$

Внутри конденсатора вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- параллельны; поэтому модуль напряженности суммарного поля равен

$$E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Из этих соотношений можно получить формулу для емкости плоского конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}.$$

Конденсаторы могут соединяться между собой, образуя батареи конденсаторов. При **параллельном соединении** конденсаторов (рис. 40) напряжения на конденсаторах одинаковы: $U_1 = U_2 = U$, а заряды равны $q_1 = C_1 U$ и $q_2 = C_2 U$. Отсюда следует

$$C = \frac{q_1 + q_2}{U} \text{ или } C = C_1 + C_2.$$

При параллельном соединении емкости складываются.

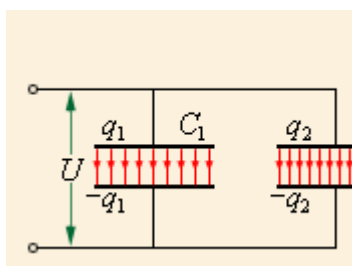


Рис. 40

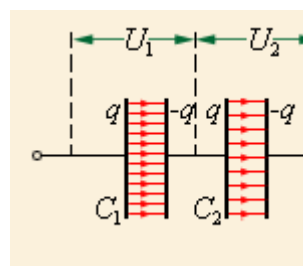


Рис. 41

При последовательном соединении (рис. 41) одинаковыми оказываются заряды обоих конденсаторов: $q_1 = q_2 = q$, а напряжения на них равны $U_1 = \frac{q}{C_1}$ и

$$U_2 = \frac{q}{C_2}. \text{ Следовательно, } C = \frac{q}{U_1 + U_2} \text{ или } \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

При последовательном соединении конденсаторов складываются обратные величины емкостей.

Энергия заряженного конденсатора равна работе внешних сил, которую необходимо затратить, чтобы зарядить конденсатор.

Процесс зарядки конденсатора можно представить как последовательный перенос достаточно малых порций заряда $\Delta q > 0$ с одной обкладки на другую (рис. 42). При этом одна обкладка постепенно заряжается положительным зарядом, а другая – отрицательным. Поскольку каждая порция переносится в условиях, когда на обкладках уже имеется некоторый заряд q , а между ними существует некоторая разность потенциалов $U = \frac{q}{C}$, при переносе каждой порции Δq внешние силы должны совершить работу $\Delta A = U\Delta q = \frac{q\Delta q}{C}$.

$$W_e = A = \frac{Q^2}{2C}.$$

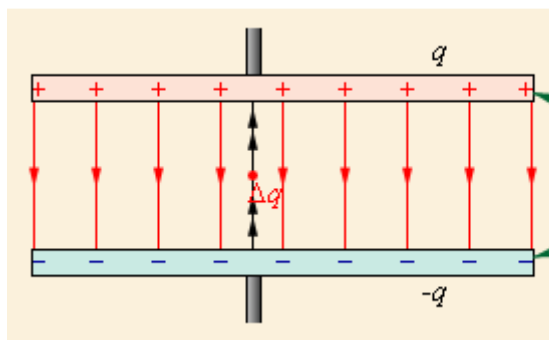


Рис. 42

Формулу, выражающую энергию заряженного конденсатора, можно переписать в другой эквивалентной форме, если воспользоваться соотношением $Q = CU$:

$$W_e = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Напряженность однородного поля в плоском конденсаторе равна $E = \frac{U}{d}$,

а его емкость $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$. Поэтому

$$W_e = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V,$$

где $V = Sd$ – объем пространства между обкладками, занятый электрическим полем. Из этого соотношения следует, что физическая величина,

равная $w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$,

является электрической (потенциальной) энергией единицы объема пространства, в котором создано электрическое поле. Ее называют **объемной плотностью электрической энергии**.

Лекция 18

План лекции. Постоянный электрический ток. Законы Ома. Последовательное и параллельное соединение проводников

В проводниках при определенных условиях может возникнуть непрерывное упорядоченное движение свободных носителей электрического заряда. Такое движение называется **электрическим током**. За направление электрического тока принято направление движения положительных свободных зарядов. Для существования электрического тока в проводнике необходимо создать в нем электрическое поле.

Количественной мерой электрического тока служит **сила тока I** – скалярная физическая величина, равная отношению заряда Δq , переносимого через поперечное сечение проводника за интервал времени Δt , к этому интервалу времени:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Если сила тока и его направление не изменяются со временем, то такой ток называется **постоянным**.

Постоянный электрический ток может быть создан только в **замкнутой цепи**, в которой свободные носители заряда циркулируют по замкнутым траекториям. Поэтому для существования постоянного тока необходимо наличие в электрической цепи устройства, способного создавать и поддерживать разности потенциалов на участках цепи за счет работы сил **неэлектростатического происхождения**. Такие устройства называются **источниками постоянного тока**. Силы неэлектростатического происхождения, действующие на свободные носители заряда со стороны источников тока, называются **сторонними силами**. Под действием сторонних сил электрические заряды движутся внутри источника тока **против** сил электростатического поля, благодаря чему в замкнутой цепи может поддерживаться постоянный электрический ток. При перемещении электрических зарядов по цепи постоянного тока сторонние силы, действующие внутри источников тока, совершают работу.

Физическая величина, равная отношению работы $A_{ст}$ сторонних сил при перемещении заряда q от отрицательного полюса источника тока к положительному к величине этого заряда, называется электродвижущей силой источника (ЭДС):

$$\text{ЭДС} = \varepsilon = \frac{A_{ст}}{q}.$$

Сила тока I , текущего по однородному металлическому проводнику, пропорциональна напряжению U на концах проводника:

$$I = \frac{1}{R}U \quad \text{или} \quad RI = U.$$

Величина R называется **электрическое сопротивление**. Данное соотношение выражает **закон Ома для однородного участка цепи: сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника.**

Для участка цепи, содержащего ЭДС, закон Ома записывается в следующей форме:

$$IR = U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = \Delta\varphi_{12} + \mathcal{E}.$$

Это соотношение принято называть **законом Ома для неоднородного участка цепи.**

На рис. 43 изображена замкнутая цепь постоянного тока. Участок цепи (cd) является однородным.

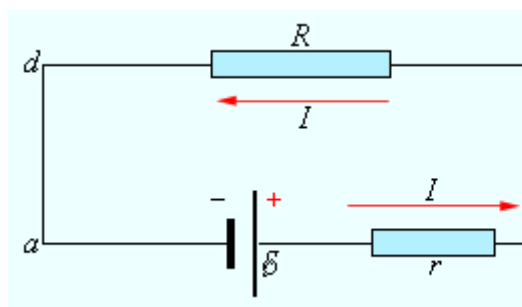


Рис. 43

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}.$$

Сопротивление r неоднородного участка (участок ab) - **внутреннее сопротивление источника тока.**

Эта формула выражает **закон Ома для полной цепи: сила тока в полной цепи равна электродвижущей силе источника, деленной на сумму сопротивлений однородного и неоднородного участков цепи.**

При последовательном соединении проводников (рис. 44) сила тока во всех проводниках одинакова.

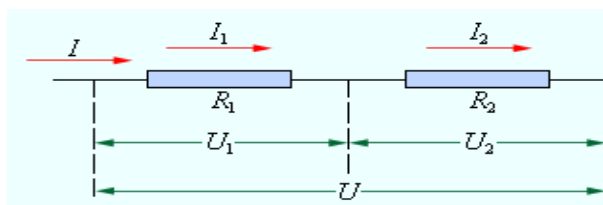


Рис. 44

Используя закон Ома, получим

$$R = R_1 + R_2.$$

При последовательном соединении полное сопротивление цепи равно сумме сопротивлений отдельных проводников.

При параллельном соединении (рис. 45) напряжения U_1 и U_2 на обоих проводниках одинаковы:

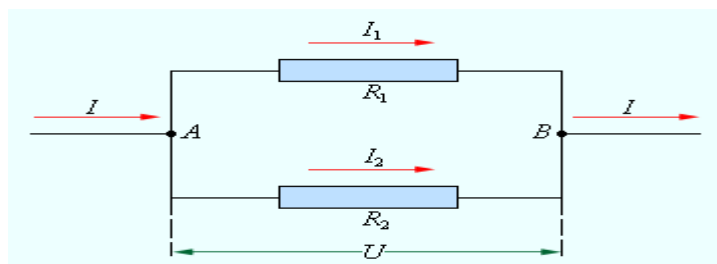


Рис. 45

На основании закона Ома получим

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

При параллельном соединении проводников величина, обратная общему сопротивлению цепи, равна сумме величин, обратных сопротивлениям параллельно включенных проводников.

Лекция 19

План лекции. Расчет сложных электрических цепей. Правила Кирхгофа. Работа и мощность тока. Закон Джоуля – Ленца. Коэффициент полезного действия источника тока

В разветвленных цепях выделяются **узловые точки (узлы)**, в которых сходятся не менее трех проводников. Токи, втекающие в узел, принято считать положительными, вытекающие из узла – отрицательными.

Первое правило Кирхгофа (следствие закона сохранения заряда):

алгебраическая сумма сил токов для каждого узла в разветвленной цепи равна нулю: $I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = 0$.

На разных участках выделенного контура могут протекать различные токи. На рис. 46 представлен простой пример разветвленной цепи. Цепь содержит два узла a и d , в которых сходятся одинаковые токи, поэтому только один из узлов является независимым (a или d).

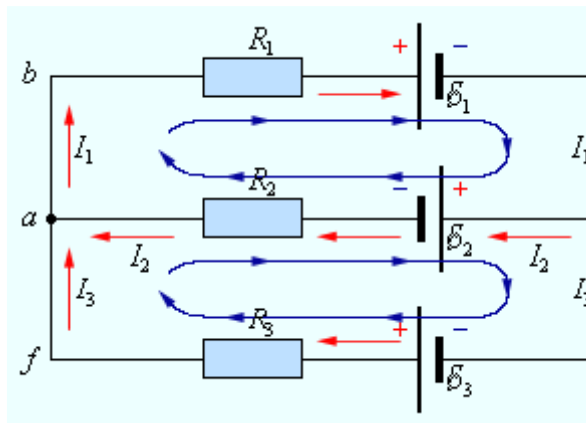


Рис. 46

В цепи можно выделить три контура $abcd$, $adef$ и $abcdef$. Из них только два являются независимыми (например, $abcd$ и $adef$), так как третий не содержит никаких новых участков.

Второе правило Кирхгофа (следствие закона Ома для неоднородного участка цепи): алгебраическая сумма произведений сопротивления каждого из участков любого замкнутого контура разветвленной цепи постоянного тока на силу тока на этом участке равна алгебраической сумме ЭДС вдоль этого контура.

$$-I_1 + I_2 + I_3 = 0,$$

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2,$$

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = \varepsilon_2 + \varepsilon_3.$$

Таким образом, правила Кирхгофа сводят расчет разветвленной электрической цепи к решению системы линейных алгебраических уравнений.

При протекании тока по однородному участку цепи электрическое поле совершает работу. За время Δt по цепи протекает заряд $\Delta q = I \Delta t$. Электрическое поле на выделенном участке совершает работу

$$\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2) \Delta q = \Delta \varphi_{12} I \Delta t = UI \Delta t,$$

где $U = \Delta \varphi_{12}$ – напряжение. Эту работу называют **работой электрического тока**.

Если обе части формулы для закона Ома умножить на $I \Delta t$, то получим соотношение

$$RI^2 \Delta t = UI \Delta t = \Delta A.$$

Это соотношение выражает закон сохранения энергии для однородного участка цепи.

Работа ΔA электрического тока I , протекающего по неподвижному проводнику с сопротивлением R , преобразуется в тепло ΔQ , выделяющееся на проводнике

$$\Delta Q = \Delta A = R I^2 \Delta t.$$

Закон преобразования работы тока в тепло имеет название **закона Джоуля–Ленца**.

Мощность электрического тока равна отношению работы тока ΔA к интервалу времени Δt , за которое эта работа была совершена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Полная мощность источника, т.е. работа, совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна

$$P_{ист} = \mathcal{E} I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r}.$$

Во внешней цепи выделяется мощность

$$P = RI^2 = \mathcal{E} I - rI^2 = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R + r)^2}.$$

Отношение $\eta = \frac{P}{P_{ист}}$, равное

$$\eta = \frac{P}{P_{ист}} = 1 - \frac{r}{\mathcal{E}} I = \frac{R}{R + r},$$

называется **коэффициентом полезного действия источника тока**.

Лекция 20

План лекции. Магнитное поле. Магнитное взаимодействие токов. Закон Био-Савара. Сила Лоренца

Сила, действующая на участок проводника, находящегося в магнитном поле, пропорциональна силе тока I , длине Δl этого участка и синусу угла α между направлениями тока и вектора магнитной индукции:

$$F \sim I\Delta l \sin \alpha.$$

Эта сила называется **силой Ампера**.

Модуль вектора магнитной индукции равен отношению максимального значения силы Ампера, действующей на прямой проводник с током, к силе тока I в проводнике и его длине Δl :

$$B = \frac{F_{\max}}{I\Delta l}.$$

В общем случае сила Ампера выражается соотношением

$$F = IB\Delta l \sin \alpha.$$

Взаимодействие токов вызывается их магнитными полями: магнитное поле одного тока действует силой Ампера на другой ток и наоборот (рис. 47).

Модуль силы, действующей на отрезок длиной Δl каждого из проводников, прямо пропорционален силам тока I_1 и I_2 в проводниках, длине отрезка Δl и обратно пропорционален расстоянию R между ними:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2 \Delta l}{R},$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

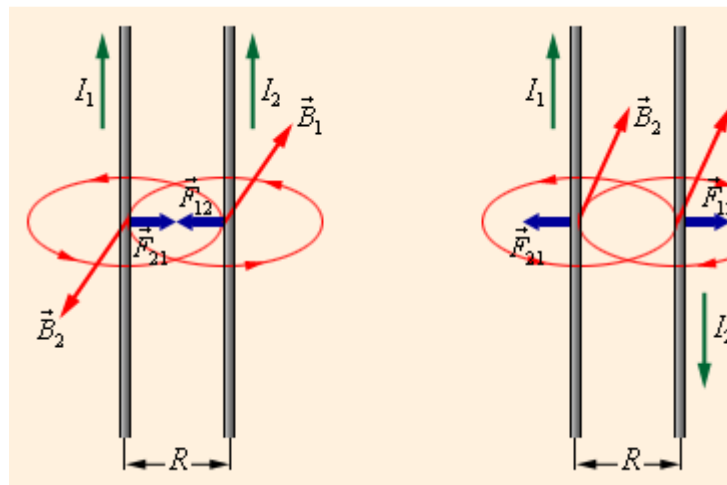


Рис. 47

Индукцию \vec{B} проводника с током можно представить как векторную сумму элементарных индукций $\Delta\vec{B}$, создаваемых отдельными участками проводника.

Закон Био–Савара определяет магнитную индукцию \vec{B} результирующего магнитного поля, создаваемую малым участком Δl проводника с током I :

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

где r – расстояние от данного участка Δl до точки наблюдения; α – угол между направлением на точку наблюдения и направлением тока на данном участке; μ_0 – магнитная постоянная. Рис. 48 иллюстрирует закон Био–Савара на примере магнитного поля прямолинейного проводника с током. Если просуммировать (проинтегрировать) вклады в магнитное поле всех отдельных участков прямолинейного проводника с током, то получится формула для магнитной индукции поля прямого тока:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}.$$

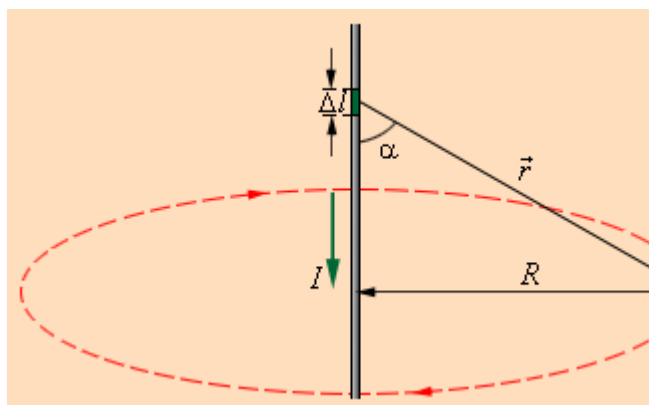


Рис. 48

Сила Ампера, действующая на отрезок проводника длиной Δl с силой тока I , находящийся в магнитном поле B , может быть выражена через силы, действующие на отдельные носители заряда.

Пусть концентрация носителей свободного заряда в проводнике есть n , а q – заряд носителя. Выражение для силы Ампера с учетом концентрации зарядов, скорости их и площади поперечного сечения можно записать в виде

$$F = qnS\Delta l v B \sin \alpha.$$

Так как полное число N носителей свободного заряда в проводнике длиной Δl и сечением S равно $n S \Delta l$, то сила, действующая на одну заряженную частицу, равна

$$F_{\text{Л}} = qvB \sin \alpha.$$

Эту силу называют **силой Лоренца**. Угол α в этом выражении равен углу между скоростью \vec{v} и вектором магнитной индукции \vec{B} . Направление силы

Лоренца, действующей на положительно заряженную частицу, так же, как и направление силы Ампера, может быть найдено по правилу левой руки. Взаимное расположение векторов \vec{v} , \vec{B} и \vec{F}_L для положительно заряженной частицы показано на рис. 49.

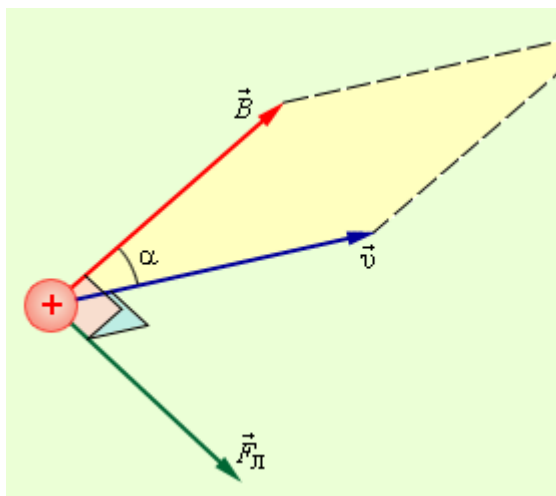


Рис. 49

Лекция 21

План лекции. Электромагнитная индукция. Законы Фарадея. Самоиндукция. Энергия магнитного поля

Явление **электромагнитной индукции** заключается в возникновении электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего контур.

Магнитным потоком Φ через площадь S контура называют величину

$$\Phi = BS \cos \alpha,$$

где B – модуль вектора магнитной индукции; α – угол между вектором \vec{B} и нормалью \vec{n} к плоскости контура (рис.50).

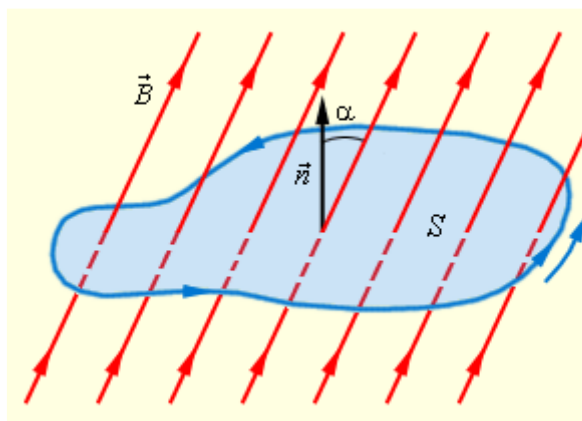


Рис. 50

При изменении магнитного потока в проводящем контуре возникает ЭДС индукции $\mathcal{E}_{инд}$, равная скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром, взятой со знаком минус:

$$\mathcal{E}_{инд} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Эта формула имеет название **закона Фарадея**.

Индукционный ток, возбуждаемый в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, всегда направлен так, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающего индукционный ток. Это утверждение называется **правилом Ленца**.

Изменение магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, может происходить по двум причинам.

1. Магнитный поток изменяется вследствие перемещения контура или его частей в постоянном во времени магнитном поле. Это случай, когда проводники, а вместе с ними и свободные носители заряда, движутся в магнитном поле. Возникновение ЭДС индукции объясняется действием силы Лоренца на свободные заряды в движущихся проводниках. Сила Лоренца играет в этом случае роль сторонней силы.

2. Вторая причина изменения магнитного потока, пронизывающего контур, – изменение во времени магнитного поля при неподвижном контуре. Электроны в неподвижном проводнике могут приводиться в движение только электрическим полем. Это электрическое поле порождается изменяющимся во времени магнитным полем. Работа этого поля при перемещении единичного положительного заряда по замкнутому контуру равна ЭДС индукции в неподвижном проводнике.

Явление электромагнитной индукции в неподвижных проводниках, возникающее при изменении окружающего магнитного поля, также описывается формулой Фарадея. Таким образом, явления индукции в движущихся и неподвижных проводниках **протекают одинаково**, но физическая причина возникновения индукционного тока оказывается в этих двух случаях различной: в случае движущихся проводников ЭДС индукции обусловлена силой Лоренца; в случае неподвижных проводников ЭДС индукции является следствием действия на свободные заряды вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля.

Самоиндукция является важным частным случаем электромагнитной индукции, когда изменяющийся магнитный поток, вызывающий ЭДС индукции, создается током в самом контуре. Если ток в рассматриваемом контуре по каким-то причинам изменяется, то изменяется и магнитное поле этого тока, а, следовательно, и собственный магнитный поток, пронизывающий контур. В контуре возникает ЭДС самоиндукции, которая согласно правилу Ленца препятствует изменению тока в контуре.

Собственный магнитный поток Φ , пронизывающий контур или катушку с током, пропорционален силе тока I :

$$\Phi = LI.$$

Коэффициент пропорциональности L в этой формуле называется **коэффициентом самоиндукции** или **индуктивностью**.

ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке с постоянным значением индуктивности, равна

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \mathcal{E}_L = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Магнитное поле обладает энергией. Энергия W_M магнитного поля катушки (соленоида) с индуктивностью L , создаваемого током I , равна

$$W_M = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}.$$

Используя приведенные выше формулы для коэффициента самоиндукции соленоида и для магнитного поля B , создаваемого током I , можно получить

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu n^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V,$$

где V – объем соленоида.

Физическая величина

$$w_M = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu},$$

равная энергии магнитного поля в единице объема, называется **объемной плотностью магнитной энергии**.

Лекция 22

План лекции. Магнитное поле в веществе. Магнитная проницаемость. Ферромагнетики

Все вещества в большей или меньшей степени обладают магнитными свойствами. Если два проводника с токами поместить в какую-либо среду, то сила магнитного взаимодействия между токами изменяется.

Физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция \vec{B} магнитного поля в однородной среде отличается по модулю от индукции \vec{B}_0 магнитного поля в вакууме, называется **магнитной проницаемостью**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

Слабромагнитные вещества делятся на две большие группы – парамагнетики и диамагнетики. Они отличаются тем, что при внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю, а диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля. Поэтому у парамагнетиков $\mu > 1$, а у диамагнетиков $\mu < 1$. Отличие μ от единицы у пара- и диамагнетиков чрезвычайно мало. Образцы из пара- и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по-разному – парамагнетики втягиваются в область сильного поля, диамагнетики – выталкиваются (рис. 51).

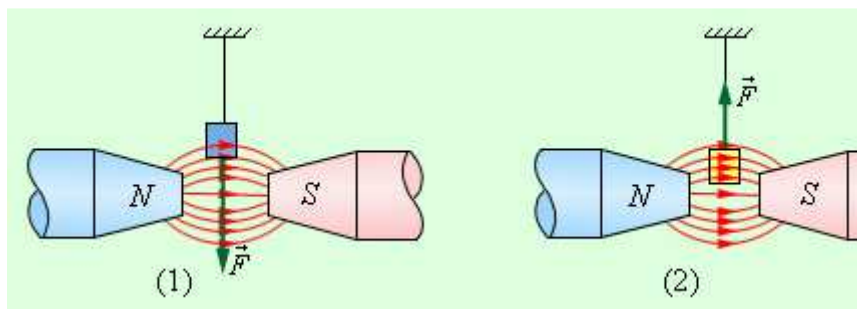


Рис. 51

Вещества, способные сильно намагничиваться в магнитном поле, называются **ферромагнетиками**. Магнитная проницаемость ферромагнетиков по порядку величины лежит в пределах 10^2 – 10^5 . Для каждого ферромагнетика существует определенная температура (так называемая температура или точка Кюри), выше которой ферромагнитные свойства исчезают, и вещество становится парамагнетиком.

Ферромагнитные материалы делятся на две большие группы – на магнито-мягкие и магнито-жесткие материалы. Магнито-мягкие ферромагнитные материалы почти полностью размагничиваются, когда внешнее магнитное поле становится равным нулю. Магнито-жесткие материалы в значительной мере сохраняют свою намагниченность и после удаления их из магнитного поля.

Магнитная проницаемость μ ферромагнетиков не является постоянной величиной; она сильно зависит от индукции B_0 внешнего поля. Непостоянство магнитной проницаемости приводит к сложной нелинейной зависимости индукции B магнитного поля в ферромагнетике от индукции B_0 внешнего магнитного поля. Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является **гистерезис**. Кривая намагничивания $B(B_0)$ ферромагнитного образца представляет собой петлю сложной формы, которая называется петлей гистерезиса (рис. 52).

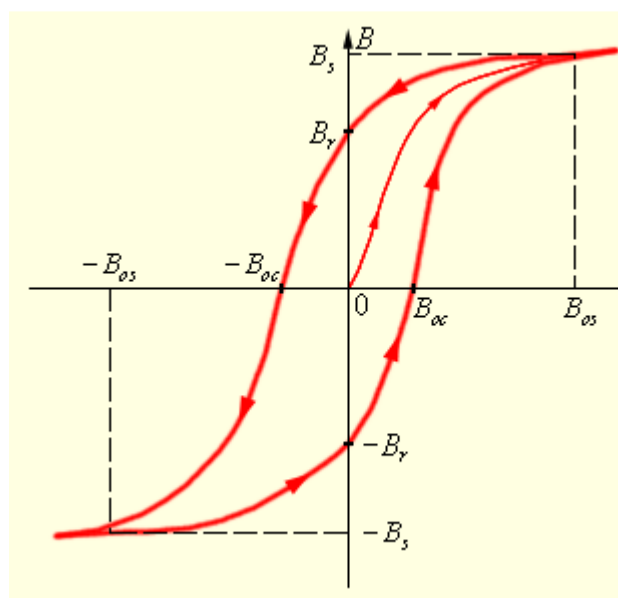


Рис. 52

Из рис. 52 видно, что при $|B_0| > B_{oc}$ наступает магнитное насыщение – намагниченность образца достигает максимального значения.

Если теперь уменьшать магнитную индукцию B_0 внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит остаточную намагниченность – поле внутри образца будет равно B_r .

Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести магнитную индукцию B_0 до значения $-B_{oc}$, которое принято называть коэрцитивной силой. Далее процесс перемагничивания может быть продолжен, как это указано стрелками на рис.52.

У магнитомягких материалов значения коэрцитивной силы B_{oc} невелико – петля гистерезиса таких материалов достаточно узкая. Материалы с большим значением коэрцитивной силы, т.е. имеющие широкую петлю гистерезиса, относятся к магнито жестким.

Внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Эти области называются доменами. Каждый домен представляет собой небольшой постоянный магнит.

В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем оказывается ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля \vec{B}_0 происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение. Рис. 53 может служить качественной иллюстрацией процесса намагничивания ферромагнитного образца.

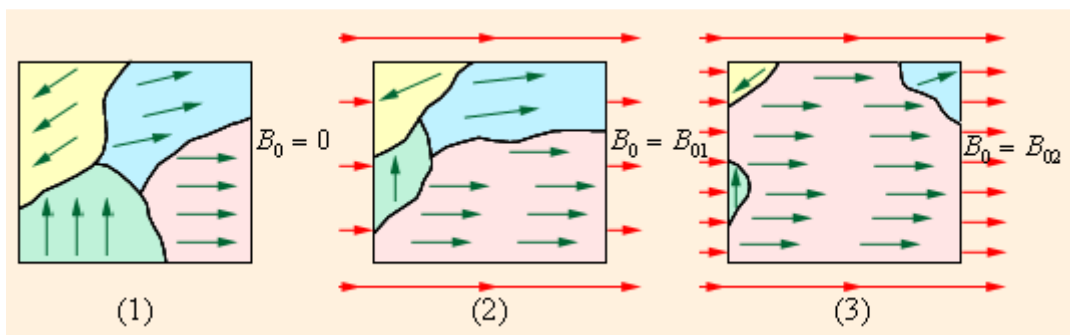


Рис. 53

Лекция 23

План лекции. Колебания и волны. Гармонические колебания. Собственные и вынужденные колебания. Резонанс

Процессы, которые повторяются через одинаковые промежутки времени, называются колебательными. Колебательные явления различной физической природы подчиняются общим закономерностям. Например, колебания тока в электрической цепи и колебания математического маятника могут описываться одинаковыми уравнениями.

Волновой процесс – процесс распространения колебания в пространстве.

Механическими колебаниями называются периодические (или почти периодические) изменения физической величины, описывающей механическое движение (скорость, перемещение, кинетическая и потенциальная энергия и т. п.).

Закон движения тела, совершающего колебания, задается с помощью некоторой периодической функции времени $x = f(t)$.

Примерами простых колебательных систем могут служить груз на пружине или математический маятник (рис. 54).

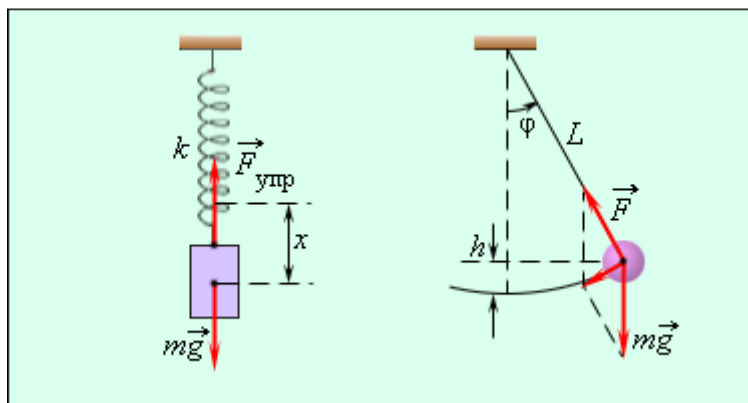


Рис. 54

Простейшим видом колебательного процесса являются простые гармонические колебания, которые описываются уравнением

$$x = x_m \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где x – смещение тела от положения равновесия; x_m – амплитуда колебаний, т. е. максимальное смещение от положения равновесия, ω – циклическая или круговая частота колебаний; t – время. Величина, стоящая под знаком косинуса $\varphi = \omega t + \varphi_0$ называется фазой гармонического процесса. При $t = 0$ $\varphi = \varphi_0$, поэтому φ_0 называют начальной фазой. Минимальный интервал времени, через который происходит повторение движения тела, называется периодом колебаний T . Физическая величина, обратная периоду колебаний, называется частотой колебаний.

Свободные колебания совершаются под действием внутренних сил системы после того, как система была выведена из положения равновесия.

Для того, чтобы свободные колебания совершались по гармоническому закону, необходимо, чтобы сила, стремящаяся вернуть тело в положение равновесия, была пропорциональна смещению тела из положения равновесия и направлена в сторону, противоположную смещению

$$F(t) = ma(t) = -m\omega^2 x(t).$$

Здесь ω – круговая частота гармонических колебаний.

Силы любой другой физической природы, удовлетворяющие этому условию, называются квазиупругими.

Круговая частота ω_0 свободных колебаний груза на пружине находится из второго закона Ньютона:

$$ma = -kx = m\omega_0^2 x.$$

Откуда
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Частота ω_0 называется собственной частотой колебательной системы.

Период T гармонических колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

В реальных условиях любая колебательная система находится под воздействием сил трения (сопротивления). При этом часть механической энергии превращается во внутреннюю энергию теплового движения атомов и молекул, и колебания становятся затухающими (рис. 55).

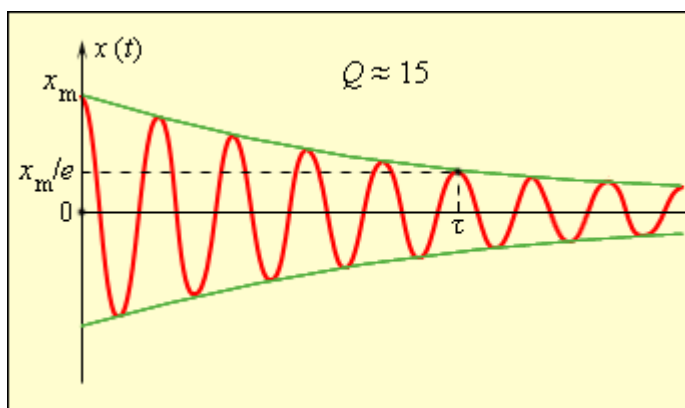


Рис. 55

Скорость затухания колебаний зависит от величины сил трения.

Интервал времени τ , в течение которого амплитуда колебаний уменьшается в $e \approx 2.7$ раз, называется временем затухания.

Колебания, совершающиеся под воздействием внешней периодической силы, называются **вынужденными**.

Периодическая внешняя сила может изменяться во времени по различным законам. Особый интерес представляет случай, когда внешняя сила, изменяющаяся по гармоническому закону с частотой ω , воздействует на колебательную систему, способную совершать собственные колебания на некоторой частоте ω_0 .

Уравнение движения тела массой m принимает вид

$$ma = -k(x - y) = -kx + ky_m \cos \omega t.$$

В этом уравнении сила, действующая на тело, представлена в виде двух слагаемых. Первое слагаемое в правой части – это упругая сила, стремящаяся

возвратить тело в положение равновесия ($x=0$). Второе слагаемое – внешнее периодическое воздействие на тело. Это слагаемое и называют вынуждающей силой.

Если частота ω внешней силы приближается к собственной частоте ω_0 , возникает резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний. Это явление называется **резонансом**. Зависимость амплитуды x_m вынужденных колебаний от частоты ω вынуждающей силы называется резонансной кривой (рис. 56).

Явление резонанса может явиться причиной разрушения мостов, зданий и других сооружений, если собственные частоты их колебаний совпадут с частотой периодически действующей силы, возникшей, например, из-за вращения несбалансированного мотора.

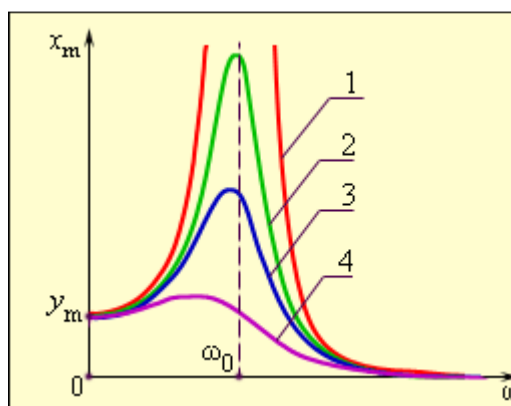


Рис. 56

Лекция 24

План лекции. Волновая оптика. Интерференция. Дифракция. Поляризация

Волновая теория рассматривает распространение света как волновой процесс.

В основу волновой теории положен принцип Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, становится центром вторичных волн. Под волновым фронтом Гюйгенс понимал геометрическое место точек, до которых одновременно доходит волновое возмущение. Рис. 57 дает представление о построениях Гюйгенса для определения направления распространения волны, преломленной на границе двух прозрачных сред.

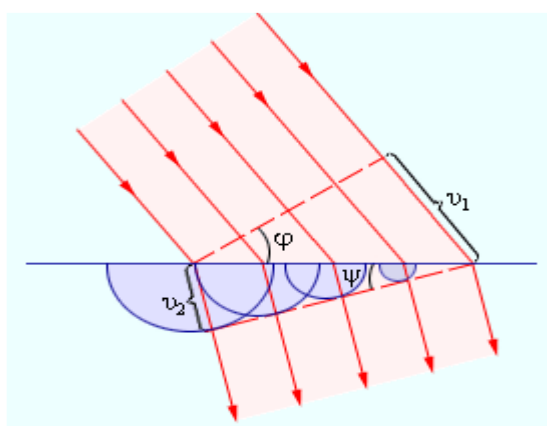


Рис. 57

Для случая преломления света на границе вакуум–среда волновая теория приводит к следующему выводу:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n.$$

Интерференция – одно из ярких проявлений волновой природы света, явление наложения двух или нескольких световых пучков, разность фаз которых не изменяется во времени. Такие источники (волны) называются когерентными. Интенсивность света в области перекрывания пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос.

В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 (рис.58). Проходя через каждую из щелей, световой пучок расширялся вследствие дифракции, поэтому на экране \mathcal{E} световые пучки, прошедшие через щели S_1 и S_2 , перекрывались. В области перекрытия световых пучков наблюдалась интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.

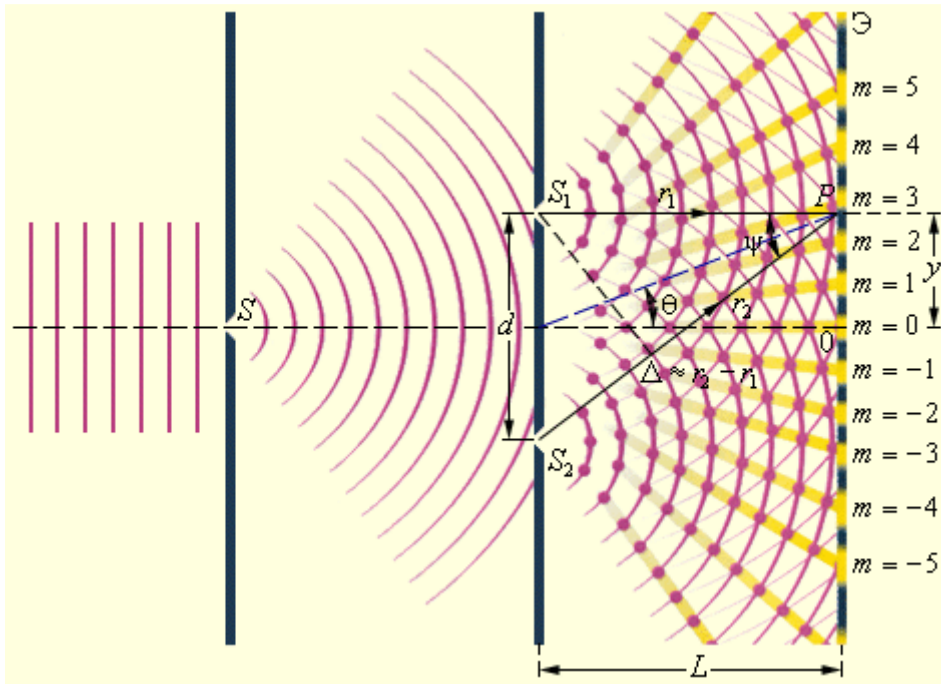


Рис. 58

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного направления распространения при прохождении вблизи препятствий, при этом свет может заходить в область геометрической тени. Простейшая дифракционная решетка состоит из прозрачных участков (щелей), разделенных непрозрачными промежутками. На решетку направляется параллельный пучок исследуемого света (рис.59).

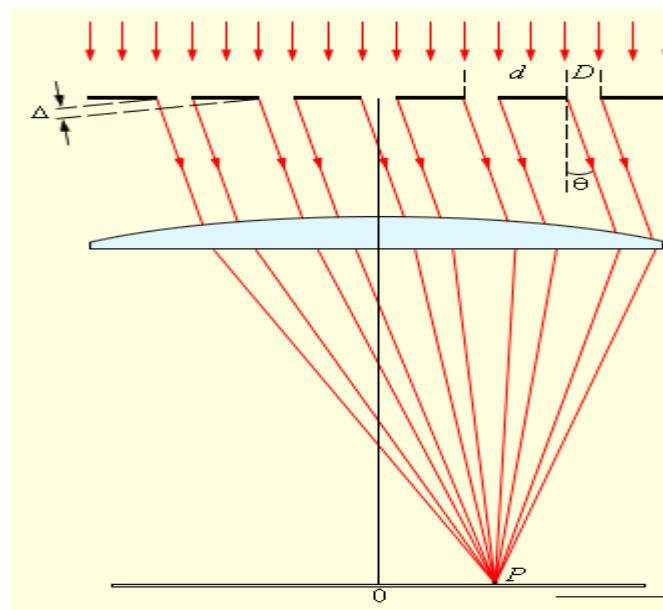


Рис. 59

Колебание в точке P является результатом интерференции вторичных волн, приходящих в эту точку от разных щелей. Для того, чтобы в точке P

наблюдался интерференционный максимум, разность хода Δ между волнами, излучаемыми соседними щелями, должна быть равна целому числу длин волн

$$d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Поляризация – явление, при котором колебания светового вектора происходят только в одном направлении, перпендикулярном направлению распространения. Естественный свет не поляризован.

В опытах Малюса свет последовательно пропускаться через две одинаковые пластинки из турмалина (прозрачное кристаллическое вещество зеленоватой окраски). Первая пластинка является поляризатором, вторая – анализатором. Пластинки можно было поворачивать друг относительно друга на угол φ (рис. 60).

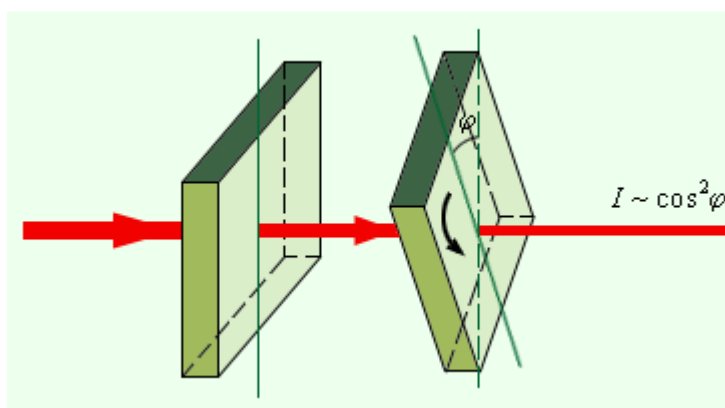


Рис. 60

Интенсивность поляризованного света, прошедшего через анализатор, оказалась прямо пропорциональной $\cos^2 \varphi$:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

где I_0 – интенсивность поляризованного света (закон Малюса).

Рассмотрим прохождение естественного света последовательно через два идеальных поляроида Π_1 и Π_2 (рис. 61), разрешенные направления которых повернуты друг относительно друга на некоторый угол φ . Первый поляроид играет роль поляризатора. Он превращает естественный свет в линейно поляризованный. Второй поляроид служит для анализа падающего на него света.

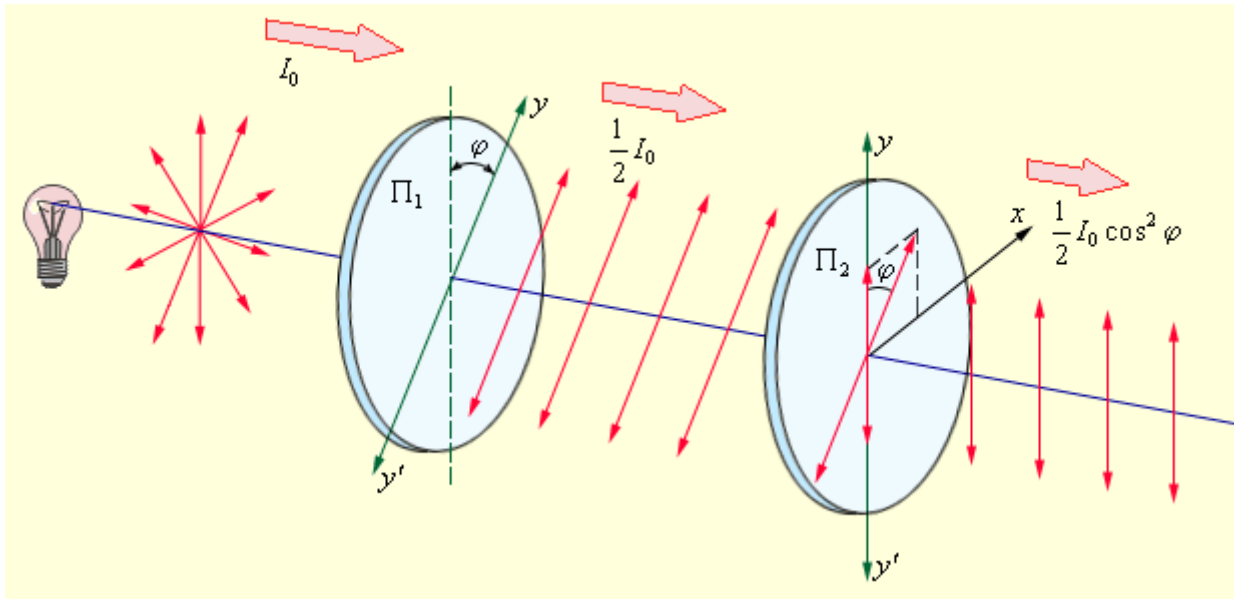


Рис. 61

Волна, пропущенная вторым поляроидом, будет иметь амплитуду $E = E_0 \cos \varphi$.

Следовательно, интенсивность I линейно поляризованной волны на выходе второго поляроида будет равна

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi.$$

Лекция 25

План лекции. Тепловое излучение. Законы теплового излучения. Фотоэффект. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

Испускаемый источником свет уносит с собой энергию. В тех случаях, когда необходимая энергия сообщается нагреванием, т. е. подводом тепла, излучение называется **тепловым**. Этот вид излучения представляет особый интерес, так как в отличие от всех других видов люминесценции, тепловое излучение может находиться в состоянии термодинамического равновесия с нагретыми телами.

Если в замкнутую полость с зеркально отражающими стенками поместить несколько тел, нагретых до различной температуры, то, как показывает опыт, такая система с течением времени приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела приобретают одинаковую температуру. Тела обмениваются энергией только путем испускания и поглощения лучистой энергии. В состоянии равновесия процессы испускания и поглощения энергии каждым телом в среднем компенсируют друг друга, в пространстве между телами плотность энергии излучения достигает определенного значения, зависящего только от установившейся температуры тел. Это излучение,

находящееся в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру, называется **равновесным** или **черным излучением**. Плотность энергии равновесного излучения и его спектральный состав зависят только от температуры.

Пусть одно из тел в полости обладает свойством поглощать всю падающую на его поверхность лучистую энергию любого спектрального состава. Такое тело называют **абсолютно черным**. При заданной температуре собственное тепловое излучение абсолютно черного тела, находящегося в состоянии теплового равновесия с излучением, должно иметь тот же спектральный состав, что и окружающее это тело равновесное излучение. В противном случае равновесие между абсолютно черным телом и окружающим его излучением не могло бы установиться. Для установления равновесия в полости необходимо, чтобы каждое тело испускало ровно столько лучистой энергии, сколько оно поглощает. Отсюда следует, что при заданной температуре абсолютно черное тело испускает с поверхности единичной площади в единицу времени больше лучистой энергии, чем любое другое тело.

Хорошей моделью абсолютно черного тела является небольшое отверстие в замкнутой полости. Свет, падающий через отверстие внутрь полости, после многочисленных отражений будет практически полностью поглощен стенками и снаружи отверстие будет казаться совершенно черным. Но если полость нагрета до определенной температуры T и внутри установилось тепловое равновесие, то собственное излучение полости, выходящее через отверстие, будет излучением абсолютно черного тела.

С увеличением температуры внутри полости будет возрастать энергия выходящего из отверстия излучения, и изменяться его спектральный состав.

Распределение энергии по длинам волн в излучении абсолютно черного тела при заданной температуре T характеризуется **излучательной способностью** $r(\lambda, T)$, равной мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн. Произведение $r(\lambda, T) \Delta\lambda$ равно мощности излучения, испускаемого единичной площадкой поверхности по всем направлениям в интервале $\Delta\lambda$ длин волн. Аналогично можно ввести распределение энергии по частотам $r(\nu, T)$. Функцию $r(\lambda, T)$ (или $r(\nu, T)$) часто называют спектральной светимостью, а полный поток $R(T)$ излучения всех длин волн, равный

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu,$$

называют **интегральной светимостью** тела.

Интегральная светимость $R(T)$ абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T :

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

Этот закон получил название **закона Стефана–Больцмана**, где $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

С увеличением температуры максимум смещается в область коротких длин волн, причем произведение температуры T на длину волны λ_m , соответствующую максимуму, остается постоянным

$$\lambda_m T = b \quad \text{или} \quad \lambda_m = b / T.$$

Закон смещения Вина: длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре T . Значение постоянной Вина:

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м К}.$$

Процессы излучения и поглощения электромагнитной энергии нагретым телом происходят не непрерывно, как это принимала классическая физика, а конечными порциями – квантами. Квант – это минимальная порция энергии, излучаемой или поглощаемой телом. По теории Планка, энергия кванта E прямо пропорциональна частоте света:

$$E = h\nu,$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ - постоянная Планка.

На основе гипотезы о прерывистом характере процессов излучения и поглощения телами электромагнитного излучения Планк получил формулу для спектральной светимости абсолютно черного тела. Формулу Планка удобно записывать в форме, выражающей распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела по частотам ν , а не по длинам волн λ :

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

где c – скорость света; h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Фотоэлектрический эффект состоит в вырывании электронов из вещества под действием падающего на него света.

Схема экспериментальной установки для исследования фотоэффекта изображена на рис. 62.

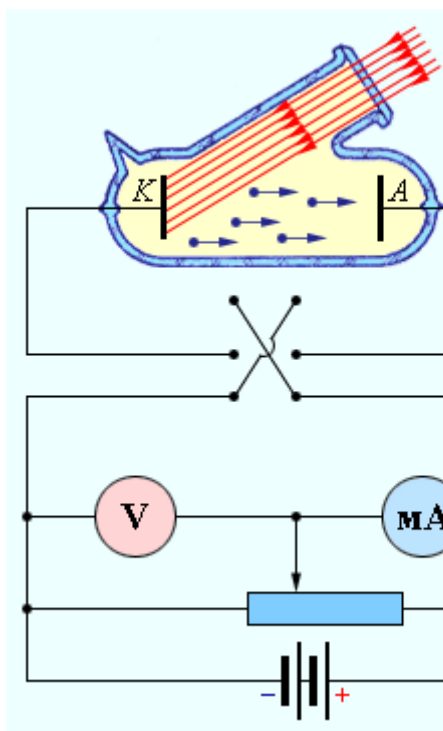


Рис. 62

В экспериментах использовали стеклянный вакуумный баллон с двумя металлическими электродами, поверхность которых была тщательно очищена. К электродам прикладывали некоторое напряжение U , полярность которого можно было изменять с помощью двойного ключа. Один из электродов (катод К) через кварцевое окошко освещался монохроматическим светом некоторой длины волны λ . При неизменном световом потоке снималась зависимость силы фототока I от приложенного напряжения. На рис. 63 изображены типичные кривые такой зависимости, полученные при двух значениях интенсивности светового потока, падающего на катод.

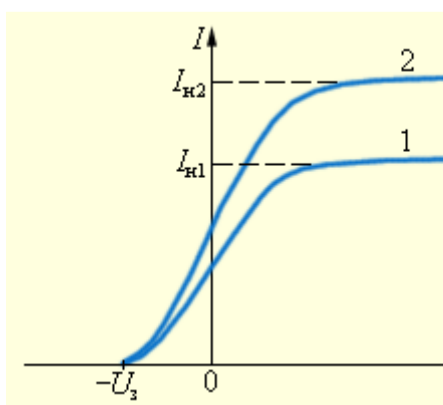


Рис. 63

Кривые показывают, что при достаточно больших положительных напряжениях на аноде А фототок достигает насыщения, так как все электроны, вырванные светом из катода, достигают анода. Тщательные измерения

показали, что ток насыщения I_n прямо пропорционален интенсивности падающего света. Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны. Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых превышает $|eU|$. Если напряжение на аноде меньше, чем $-U_3$, фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3.$$

Основные закономерности фотоэффекта:

1. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты света ν и не зависит от его интенсивности.
2. Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, т. е. наименьшая частота ν_{\min} , при которой еще возможен внешний фотоэффект.
3. Число фотоэлектронов, вырываемых светом из катода за 1 с, прямо пропорционально интенсивности света.
4. Фотоэффект практически безынерционен, фототок возникает мгновенно после начала освещения катода при условии, что частота света $\nu > \nu_{\min}$.

Свет излучается и поглощается определенными порциями, причем энергия каждой такой порции определяется формулой $E = h\nu$, где h – постоянная Планка. Свет имеет прерывистую (дискретную) структуру. Электромагнитная волна состоит из отдельных порций – квантов, впоследствии названных **фотонами**. При взаимодействии с веществом фотон целиком передает всю свою энергию $h\nu$ одному электрону. Часть этой энергии электрон может рассеять при столкновениях с атомами вещества. Кроме того, часть энергии электрона затрачивается на преодоление потенциального барьера на границе металл–вакуум. Для этого электрон должен совершить работу выхода A , зависящую от свойств материала катода. Наибольшая кинетическая энергия, которую может иметь вылетевший из катода фотоэлектрон, определяется законом сохранения энергии:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3 = h\nu - A.$$

Эту формулу принято называть **уравнением Эйнштейна для фотоэффекта**.

Законы фотоэффекта свидетельствуют, что свет при испускании и поглощении ведет себя подобно потоку частиц, получивших название фотонов или световых квантов.

Лекция 26

План лекции. Физика атома и атомного ядра. Опыт Резерфорда. Ядерная модель атома. Квантовые постулаты Бора. Состав атомных ядер. Энергия связи ядра. Ядерные реакции

Атомы вещества имеют сложное внутреннее строение. Они представляют собой электронейтральные системы, причем носителями отрицательного заряда атомов являются легкие электроны, масса которых составляет лишь малую долю массы атомов. Основная часть массы атомов связана с положительным зарядом.

Резерфорд предложил применить зондирование атома с помощью α -частиц, которые возникают при радиоактивном распаде радия. Масса α -частиц приблизительно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду. В своих опытах Резерфорд использовал α -частицы с кинетической энергией около 5 МэВ (скорость таких частиц очень велика – порядка 10^7 м/с, но все же значительно меньше скорости света). α -частицы – это полностью ионизированные атомы гелия. Этими частицами Резерфорд бомбардировал атомы тяжелых элементов (золото, серебро, медь и др.). Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не могут заметно изменить траекторию α -частицы. Рассеяние, т.е. изменение направления движения α -частиц, может вызвать только тяжелая положительно заряженная часть атома. Схема опыта Резерфорда представлена на рис. 64.

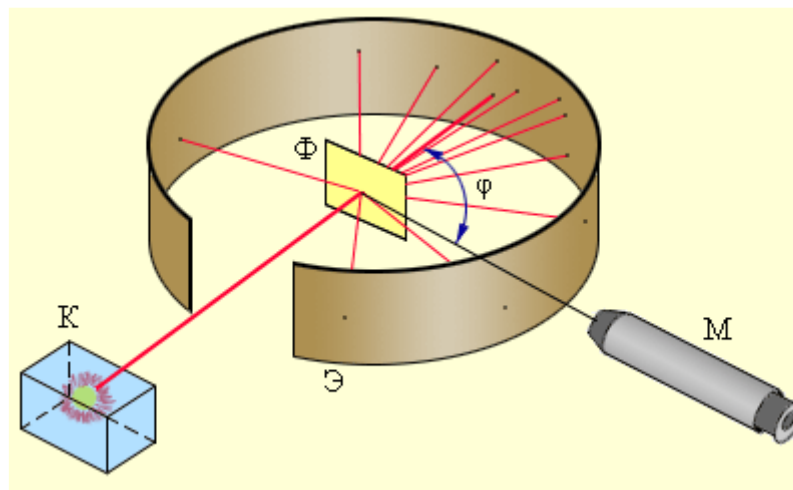


Рис. 64

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α -частицы направлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α -частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами φ к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено, что большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла,

практически не испытывая отклонения. Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° .

Этот результат был совершенно неожиданным даже для Резерфорда. Его представления находились в резком противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределен по всему объему атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу, по закону Кулона возросла бы в n^2 раз. Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объеме. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром. Так возникла ядерная модель атома. Рис. 65 иллюстрирует рассеяние α -частицы в атоме Томсона и в атоме Резерфорда.

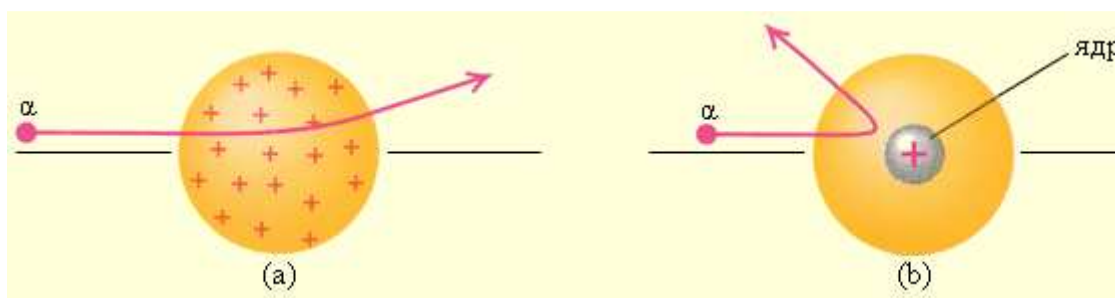


Рис. 65

Таким образом, опыты Резерфорда привели к выводу, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объема атома, но содержит весь положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Веществу, составляющему ядро атома, следовало приписать колоссальную плотность порядка $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома. Впоследствии удалось установить, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева.

Опираясь на классические представления о движении микрочастиц, Резерфорд предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели, в центре атома располагается положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Атом в целом нейтрален. Вокруг ядра, подобно планетам, под действием кулоновских сил со стороны ядра вращаются электроны (рис. 66). Находиться в состоянии покоя электроны не могут, так как они упали бы на ядро.

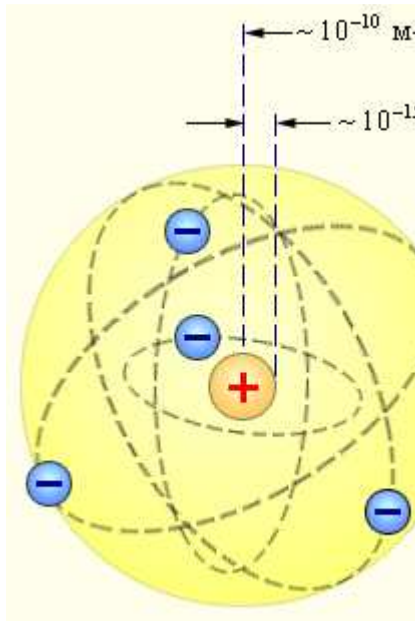


Рис. 66

Следующий шаг в развитии представлений об устройстве атома сделал выдающийся датский физик Н. Бор. Он сформулировал постулаты, которым должна удовлетворять новая теория о строении атомов.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) гласит: **атомная система может находиться только в особых стационарных или квантовых состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . В стационарных состояниях атом не излучает.**

Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой **энергетических уровней**, каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию (рис. 67). Состояние с энергией E_1 называется основным состоянием атома.

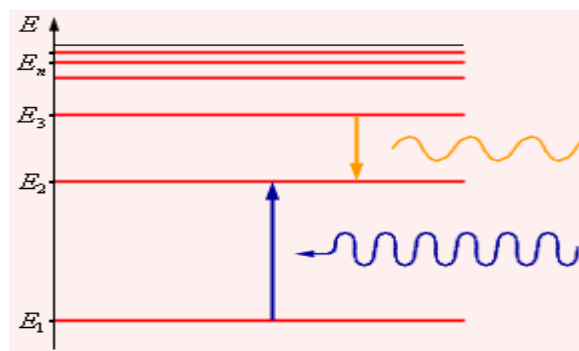


Рис. 67

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: **при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний:**

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m,$$

где h – постоянная Планка.

Атомные ядра различных элементов состоят из частиц двух видов – **протонов** и **нейтронов**. Первая из этих частиц представляет собой атом водорода, из которого удален единственный электрон.

По современным измерениям, положительный заряд протона в точности равен элементарному заряду $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл, т.е. равен по модулю отрицательному заряду электрона. Масса протона равна $m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27}$ кг.

Нейтрон – это элементарная частица. Масса нейтрона $m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,008665 а. е. м.

Для характеристики атомных ядер вводится ряд обозначений. Число протонов, входящих в состав атомного ядра, обозначают символом Z и называют зарядовым числом или атомным номером (это порядковый номер в периодической таблице Менделеева). Заряд ядра равен Ze , где e – элементарный заряд. Число нейтронов обозначают символом N .

Общее число нуклонов (т. е. протонов и нейтронов) называют массовым числом A :

$$A = Z + N.$$

Ядра химических элементов обозначают символом ${}^A_Z X$, где X – химический символ элемента, например, ${}^1_1 H$ – водород.

Ядра одного и того же химического элемента могут отличаться числом нейтронов. Такие ядра называются изотопами. У большинства химических элементов имеется несколько изотопов. Например, у водорода их три: обычный водород, дейтерий и тритий.

Важнейшую роль в ядерной физике играет понятие **энергии связи ядра**.

Энергия связи ядра равна минимальной энергии, которую необходимо затратить для полного расщепления ядра на отдельные частицы. Из закона сохранения энергии следует, что энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц.

Энергию связи любого ядра можно определить с помощью точного измерения его массы. Эти измерения показывают, что **масса любого ядра $M_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в его состав протонов и нейтронов:**

$$M_{\text{я}} < Zm_p + Nm_n.$$

Разность масс

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}$$

называется дефектом массы.

По дефекту массы с помощью формулы Эйнштейна $E = mc^2$ можно определить энергию, выделившуюся при образовании данного ядра, т. е. энергию связи ядра $E_{\text{св}}$:

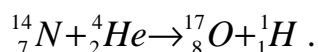
$$E_{\text{св}} = \Delta Mc^2 = (Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}})c^2.$$

Эта энергия выделяется при образовании ядра в виде излучения γ -квантов.

Ядерная реакция – это процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, сопровождающийся изменением состава и структуры ядра и выделением вторичных частиц или γ -квантов.

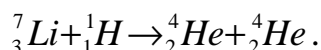
В результате ядерных реакций могут образовываться новые радиоактивные изотопы, которых нет на Земле в естественных условиях.

Первая ядерная реакция была осуществлена Э. Резерфордом в опытах по обнаружению протонов в продуктах распада ядер. Резерфорд бомбардировал атомы азота α -частицами. При соударении частиц происходила ядерная реакция, протекавшая по следующей схеме:



При ядерных реакциях выполняется несколько законов сохранения: импульса, энергии, момента импульса, заряда.

Ядерные реакции могут протекать при бомбардировке атомов быстрыми заряженными частицами (протоны, нейтроны, α -частицы, ионы). Первая реакция такого рода была осуществлена с помощью протонов большой энергии



СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1 – 3. – М.: Наука, 1989.
2. Богацька І.Г., Головка Д.Б., Маляренко Д.А., Ментковський Ю.Л. Загальні основи фізики. Т. 1 – 2.- К: Либідь, 1995.
3. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики.- М: Наука, 1990.
4. Методичні рекомендації до самостійної роботи з вивчення курсу фізики. – Х: ХНАМГ, 2008.-16 с.
5. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з фізики. Розділ ”Механіка”. - Х: ХНАМГ,2005.-60 с.
6. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з молекулярної фізики - Х: ХДАМГ,2002.-55 с.
7. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з розділу ”Електрика і магнетизм” курсу фізики. - Х: ХНАМГ, 2004.-78 с.
8. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з курсу “Фізика”. Розділ ”Оптика”. - Х: ХНАМГ, 2006.- 54 с.

Содержание

Предисловие.....	3
Лекция 1.	4
Лекция 2.	7
Лекция 3.....	11
Лекция 4.....	15
Лекция 5.....	19
Лекция 6.....	22
Лекция 7.....	25
Лекция 8.....	29
Лекция 9.....	33
Лекция 10.....	37
Лекция 11.....	41
Лекция 12.....	44
Лекция 13.....	46
Лекция 14.....	48
Лекция 15.....	51
Лекция 16.....	54
Лекция 17.....	57
Лекция 18.....	60
Лекция 19.....	63
Лекция 20.....	65
Лекция 21.....	67
Лекция 22.....	70
Лекция 23.....	72
Лекция 24.....	76
Лекция 25.....	79
Лекция 26.....	84
Список литературы.....	89

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Конспект лекций по курсу “Физика” (для студентов 1 курса дневной формы обучения бакалавров по направлению подготовки 6.060101-“Строительство”).

Автор: Евгений Борисович Сидоренко.

Редактор: Н.З.Алябьев

Корректор: З.И.Зайцева

Верстка: I.B. Волосожарова

План 2009, поз. 92 Л

Подпис. к печати 30.06.2009 Формат 60x84 1/16 Бумага офисная.

Печать на ризографе. Условн.-печ. стр. 5.0 Обл.-изд. стр.5,5

Зак. № Тираж 50 экз.

61002, г.Харьков, ХНАГХ, ул. Революции, 12

Сектор оперативной полиграфии ЦНИТ ХНАГХ

61002, г.Харьков, ХНАГХ, ул.Революции, 12