<u>МЕХАНИКА</u>

1. ВВЕДЕНИЕ. ПРЕДМЕТ И ЗАДАЧИ МЕХАНИКИ. МАТЕРИЯ И ЕЁ ВИДЫ. ОСНОВНОЕ СВОЙСТВО МАТЕРИИ – ДВИЖЕНИЕ

Механика – наука о механическом движении тел и их взаимодействии.

Предметом классической механики являются любые тела, размеры которых несравненно больше размеров атомов и которые движутся со скоростями, несравненно меньшими скорости света в вакууме.

В XIX столетии с развитием науки обнаружилось, что не все явления природы укладываются в рамки классической механики. Одними из первых ограниченность классической механики обнаружили Фарадей и Максвелл, показав ее неприменимость к электромагнитным явлениям, а затем возникшая на рубеже нынешнего столетия теория относительности окончательно доказала неприменимость законов классической механики к телам, движущимся с околосветовыми (релятивистскими) скоростями.

Пересмотр положений классической механики применительно к телам, движущимся с релятивистскими скоростями, т. е. скоростями, близкими к скорости света, привел к созданию *механики больших скоростей – релятивистской механики*. Однако создание новой механики не привело к полному отрицанию механики классической. Уравнения релятивистской механики применительно к скоростям, малым по сравнению со скоростью света, переходят в уравнения механики классической.

В результате развития физики атома в XX столетии была создана *квантовая механика – механика любых объектов, в том числе и сравнимых по размеру с атомом*. Оказалось, что квантовая механика также не отрицает полностью классическую. Ее уравнения применительно к массам, во много раз большим массы атома, переходят в уравнения классической механики. Следовательно, классическая механика вошла в релятивистскую и квантовую механики как частный случай.

Основными задачами механики являются:

1) *прямая задача – по известным начальным условиям и силам, действующим на тело, определить его положение в пространстве в данный момент времени*;

2) *обратная задача – по известным начальным условиям и положению тела в данный момент времени определить силы, действующие на него*.

Механика разделяется на три части: кинематику, динамику и статику.

Кинематика изучает движение тел без учета их масс и действующих на них сил.

Динамика изучает движение тел с учетом их масс и приложенных к ним сил.

Статика изучает условия равновесия тел.

Все объекты природы материальны. Все многообразие мира можно свести к его первооснове – материи, которая на современном этапе развития науки представляется вечной, бесконечной, несотворимой и неуничтожимой.

По современным представлениям существуют два вида материи: вещество и поле.

Вещество состоит из частиц – молекул и атомов, элементарных частиц – масса покоя которых не равна нулю.

Поле состоит из частиц, масса покоя которых равна нулю.

Примером полевых частиц могут служить кванты или фотоны электромагнитного поля. Частицы вещества и полевые частицы взаимопревращаемы. Это значит, что при определенных условиях частицы вещества могут превращаться в частицы поля и наоборот.

Основным свойством материи является ее движение. Под движением материи подразумевают любые изменения, происходящие с материальными объектами. Движение материи многообразно, но в нем можно выделить отдельные его формы: механическую, электромагнитную, внутриатомную, внутриядерную.

2. МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ. МАТЕРИАЛЬНАЯ ТОЧКА. АБСОЛЮТНО ТВЕРДОЕ ТЕЛО. ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ И ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЯ. ПРОСТРАНСТВО И ВРЕМЯ КАК ФОРМЫ СУЩЕСТВОВАНИЯ МАТЕРИИ

Простейшей формой движения материи является механическое движение.

Механическим движением называется изменение взаимного положения тел в пространстве с течением времени.

Механическое движение наглядно, поэтому механика получила широкое развитие прежде других естественных наук. Примерами механического движения могут служить движение небесных тел, полет космических кораблей, движение транспортных средств, движение живых существ и т. д.

При описании механического движения разных тел иногда можно отвлечься от некоторых, только этим телам присущих свойств: формы, размеров, способности к деформациям и др., заменив реальные тела абстрактными, лишенными этих свойств. Такими абстрактными телами в механике являются материальная точка, абсолютно твердое тело, математический маятник, идеальная жидкость. Написав уравнения движения этих абстрактных объектов, можно применить эти уравнения к движению разнообразных реальных тел, свойства которых близки к свойствам абстрактных тел.

Дадим определения материальной точки и абсолютно твердого тела.

Материальной точкой называют абстрактное тело, имеющее массу, но лишенное линейных размеров, т.е. длины, ширины, высоты и т. д. Иными словами, материальная точка это точка, имеющая массу.

Реальное тело можно принять за материальную точку, если его размерами можно пренебречь в условиях данной задачи. Например, для наблюдателя на старте ракета представляет собой протяженное тело, поскольку ее размеры сравнимы с расстоянием до него. Но по мере удаления ракеты с ареста старта ее размеры становятся все меньше по сравнению с расстоянием до наблюдателя. Когда размеры ракеты станут несравненно меньше этого расстояния, ракету можно будет считать материальной точкой и описывать ее движение с помощью уравнений движения материальной точки.

Абсолютно твердым телом называют абстрактное тело, которое никогда не деформируется, т. е. расстояние между двумя любыми точками этого тела не изменяется ни при каких условиях.

Реальное тело можно считать абсолютно твердым, если в условиях данной задачи можно пренебречь изменением его размеров, формы или расположением его частей относительно друг друга.

Механическое движение делят на поступательное и вращательное.

Поступательным движением называют движение твердого тела, при котором прямая, соединяющая две его любые точки, перемещается, оставаясь все время параллельной самой себе. При этом все точки тела отписывают одинаковые траектории и имеют одинаковые скорости и ускорения.

Примером поступательного движения может служить полет стрелы, движение пилы и др.

Вращательным движением твердого тела называется движение, при котором все точки тела, не лежащие на оси вращения, описывают окружности в плоскостях, перпендикулярных оси вращения, с центрами, лежащими на этой оси.

Примером вращательного движения может служить вращение рулевого колеса, винта самолета и др.

Очень часто эти виды движения сочетаются друг с другом. Пуля при вылете из нарезного ствола автомата движется поступательно и одновременно вращается вокруг своей оси, что обеспечивает стабилизацию ее полета. Земной шар, участвуя в суточном вращении вокруг своей оси, одновременно движется поступательно по орбите вокруг Солнца.

Механическое движение тел происходит в пространстве и во времени.

Пространства и время – формы существования материи. Пространство характеризует расположение материальных объектов относительно друг друга. Время характеризует порядок следования явлений, происходящих с материальными объектами, а также длительность этих явлений.

Важнейшим свойством пространства и времени является их однородность. Однородность пространства означает, что все физические процессы протекают в любых объектах одинаково при одинаковых условиях во всех точках пространства. Так, внутриатомные явления протекают одинаково как на Земле, так и в любой точке Вселенной, если одинаковы условия их протекания.

Однородность времени означает, что все физические явления протекают одинаково при одинаковых условиях в любые моменты времени. Условия равновесия тел одни и те же в III веке до н. э., когда они были сформулированы Архимедом, так и в наши дни.

Единицей измерения пространственных соотношений в Международной системе единиц СИ является метр, (от греч. слова метрон – мера). Длину один метр имеет эталон длины, хранящийся во французском городе Севре в Палате мер и весов.

Один метр равен пути, проходимому светом в вакууме за 1/299792458 часть секунды. Метр – одна из основных единиц измерения системы СИ (Системы Интернациональной).

Единицей измерения времени в СИ является секунда. Одна секунда равна 9129631770 периодам волн, излучаемых атомами цезия при переходе между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния. Секунда тоже относится к основным единицам измерения СИ.

Международная, система единиц СИ содержит семь основных единиц измерений – единиц, являющихся эталонными – и две дополнительные. Все остальные единицы являются производными от основных единиц, т. е. составлены из них.

Основные единицы СИ:
единица длины – метр (м);
единица времени – секунда (с);
единица массы – килограмм (кг);
единица количества вещества – моль (моль);
единица температуры – кельвин (К);
единица силы тока – ампер (А);
единица силы света – кандела (кд) или свеча (св);
Дополнительные единицы:
единица плоского угла – радиан (рад);
единица телесного угла – стерадиан (ср).

3. СИСТЕМА ОТСЧЕТА. ТРАКТОРИЯ. ПУТЬ И ПЕРЕМЕЩЕНИЕ

Основной задачей кинематики является определение положения тела в пространстве в данный момент времени по известным начальным условиям (начальной координате, начальной скорости) в выбранной системе отсчета.

Система отсчета – это совокупность системы, координат, тела, принятого за начало отсчета, и прибора для измерения времени (часов).

Тело отсчета – это тело, относительно которого определяют положение движущегося тела в каждый момент времени.

Тело отсчета может быть выбрано произвольно. Им может быть вокзал, от которого удаляется поезд, или планета, к которой приближается космический корабль.

Если материальная точка *М* движется по прямой, то ее положение можно определить на одной оси координат – оси OX с помощью одной координаты x (рис. 3-1).

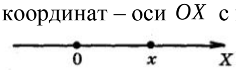


Рис. 3-1

Если точка движется в одной плоскости, то ее положение можно определить в плоской системе координат XOY (рис. 3-2) векторным или координатным способами.

При векторном способе положение точки определяется радиусом-вектором $\vec{r}$, проведенным из начала отсчета *О* к ней.

Сам радиус-вектор $\vec{r}$ характеризуется его модулем $|\vec{r}|$ или r и направлением, т. е. углом φ между радиусом-вектором $\vec{r}$ и какой-либо осью координат, например, осью OX.

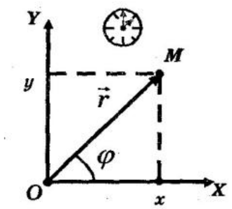


Рис. 3-2

Модуль радиуса-вектора $|\vec{r}|$ связан с координатами x и y по теореме Пифагора соотношением

$$|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2}\ .$$

Угол φ, определяющий направление радиуса-вектора $\vec{r}$, можно найти из треугольника OMx:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{Mx}{Ox} = \frac{y}{x}, \text{ так как } Mx = y.$$

Если рассматривается движение точки M в трехмерном пространстве, то его положение определяется в декартовой системе координат с тремя координатными осями OX, OY и OZ или с помощью вектора $\vec{r}$, или с помощью трех координат x, y и z (рис. 3-3).

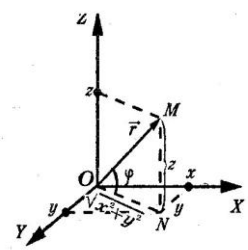


Рис. 3-3

Модуль радиуса-вектора $|\vec{r}|$ и угол φ между радиусом-вектором $\vec{r}$ и плоскостью XOY связаны с координатами x, y, z соотношением, которое можно определить, обратившись к рис. 3-3. Из $\triangle OMN$

$$r^2 = ON^2 + MN^2,$$

где $MN = z$ и $ON = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Следовательно, $|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ и $\operatorname{tg}\varphi = \dfrac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}$.

Если траектория точки M – кривая линия, то ее положение можно задать с помощью криволинейной координаты l (рис. 3-4).

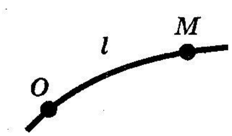


Рис. 3-4

Выбор системы отсчета определяется задачами исследования.

При решении многих практических задач требуется определить траекторию движения материальной точки.

Траектория материальной точки – это непрерывная линия, которую она описывает пространстве в процессе своего движения.

Вид траектории зависит от действующих на точку сил, начальных условий движения и выбора системы отсчета. Если траектория – прямая линия, то движение называется прямолинейным, а если кривая, то – криволинейным.

Форма траектории относительна. Это значит, что по отношению к разным телам отсчета она различна.

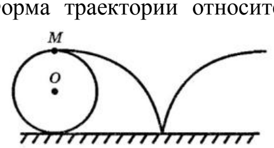


Рис. 3-5

Траектория точки M колеса относительно его центра O – окружность, и относительно земли – циклоида (рис. 3-5).

Пусть материальная точка переместилась вдоль некоторой траектории из точки 1 в точку 2 (рис. 3-6). Длина траектории от точки 1 до точки 2 есть путь, пройденный этой материальной точкой.

Путь S – это длина траектории от начального положения тела до конечного. Путь – скалярная и всегда положительная величина.

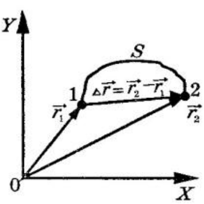


Рис. 3-2

Вектор $\Delta\vec{r}$ (или $\vec{S}$), соединяющий начальное и конечное положения тела и направленный к конечному положению, называется перемещением тела.

На рис. 3-6 положение 1 материальной точки определено радиусом-вектором $\vec{r}_1$, проведенным из начала координат O к начальному положению материальной точки, а положение 2 – радиусом-вектором $\vec{r}_2$, проведенным из начала координат к ее конечному положению. Разность векторов $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ является перемещением материальной точки $\Delta\vec{r}$.

Здесь и далее стрелка $\rightarrow$ над буквой – знак векторной величины.

Путь равен модулю перемещения $|\Delta\vec{r}|$, если траектория – прямая линия и тело движется все время в одном направлении. При криволинейном движении путь больше модуля перемещения. В системе единиц СИ путь и модуль перемещения измеряются в метрах (м), а время – в секундах (c).

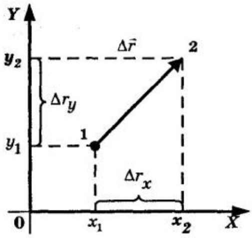


Рис. 3-7

На рис. 3-7 показан вектор перемещения тела $\Delta\vec{r}$ из точки 1 в точку 2. Координаты точки 1 x_1 и y_1, а координаты точки 2 x_2 и y_2. Опустим из точки 1 (штрихами) перпендикуляры на оси OX и OY. Основания x_1 и y_1 этих .перпендикуляров, т. е. координаты точки 1, называются *проекциями* точки 1 на координатные оси OX и OY. А координаты точки 2 x_2 и y_2 называются проекциями точки 2 на эти оси. Отрезок $\Delta r_x = x_2 - x_1$ называется проекцией вектора перемещения $\Delta\vec{r}$ на ось абсцисс OX, отрезок $\Delta r_y = y_2 - y_1$ называется проекцией вектора перемещения $\Delta\vec{r}$ на ось ординат OY.

Проекция – скалярная алгебраическая величина, она может быть как положительной, так и отрицательной.

Проекция вектора перемещения положительна, если от проекции начала вектора перемещения (от x_1) к проекции конца вектора перемещения (к x_2) мы идем в направлении оси координат (в направлении осей OX и OY). В противном случае проекция вектора перемещения отрицательна. Например, если бы вектор $\Delta\vec{r}$ был направлен от точки 2 к точке 1, то его проекции на осях координат OX и OY были бы $-\Delta r_x$ и $-\Delta r_y$.

В процессе движения тела его координаты изменяются. Проекции вектора перемещения Δr_x и Δr_y равны изменению координат *x* и *y*. Зная проекции вектора перемещения Δr_x и Δr_y, а также начальные координаты тела x_0 и y_0, можно определить его конечные координаты *x* и *y* таким образом определить конечное положение тела. Поскольку $\Delta r_x = x - x_0$ и $\Delta r_y = y - y_0$ то $x = x_0 + \Delta r_x$ и $y = y_0 + \Delta r_y$.

Перемещение считается заданным, если известен его модуль и направление, т. е. угол между вектором перемещения и какой-либо координатной осью в плоской системе координат или угол между вектором перемещения и координатной плоскостью в трехмерной декартовой системе координат.

Путь и перемещение – относительные величины. Это значит, что по отношению к разным системам отсчета они различны. Например, пассажир проходит в вагоне по ходу поезда относительно системы отсчета, связанной с вагоном, путь 5 м, а вагон за это время проходит путь 20 м. Значит, путь пассажира относительно системы отсчета, связанной с Землей, уже не 5 м, а 25 м. Вы можете совершать разные перемещения относительно какого–либо тела отсчета, но относительно самого себя ваше перемещение всегда равно нулю.

4. РАВНОМЕРНОЕ ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Наиболее простым видом движения является равномерное прямолинейное движение.

Равномерным прямолинейным движением называется такое движение, при котором за любые равные промежутки времени тело совершает одинаковые перемещения.

Можно дать другое равнозначное определение равномерного прямолинейного движений: равномерным прямолинейным движением называется такое движение, при котором за любые равные промежутки времени тело проходит одинаковые пути и траектории его движения есть прямом линия.

Быстрота перемещения тела характеризуется его скоростью.

Скорость равномерного прямолинейного движения равна отношению перемещения тела ко времени, за которое это перемещение произошло,

$$\boxed{\vec{\upsilon} = \frac{\Delta\vec{r}}{t}}. \tag{4.1}$$

При прямолинейном движении в одном направлении модуль перемещения $|\Delta\vec{r}|$ равен пути S. При этом быстроту движения тела характеризуют модулем скорости $|\vec{\upsilon}|$ или просто скоростью υ.

Модуль скорости υ или скорость равномерного прямолинейного движения равна отношению пути ко времен за которое этот путь пройден,

$$\boxed{\upsilon = \frac{S}{t}}. \tag{4.2}$$

Физический смысл скорости равномерного прямолинейного движения: скорость (модуль скорости) равномерного прямолинейного движения равна пути, пройденному за единицу времени.

Равномерное прямолинейное движение – это движение с постоянной скоростью.

Пусть материальная точка, двигаясь вдоль оси OX, переместились из точки с координатой x_0 в точку с координатой x (рис. 4-1), пройдя при этом путь S за время t.

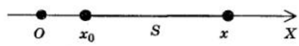


Рис. 4-1

Из рис. 4-1 следует, что $S = x - x_0$. Тогда согласно определению скорости υ

$$\upsilon_x = \frac{S}{t} = \frac{x - x_0}{t}. \tag{4.3}$$

Здесь υ_x – проекция вектора скорости и на координатную ось OX. При движении тела вдоль оси OX проекция скорости равна модулю скорости υ. Если вектор скорости $\vec{\upsilon}$ сонаправлен с осью OX, то проекция скорости положительна, а если он антинаправлен оси OX, то она отрицательна. Из выражения (4.3) следует:

$$x - x_0 = \upsilon_x t, \ \boxed{x = x_0 + \upsilon_x t} \tag{4.4}$$

Формула (4.4) выражает зависимости координаты x от времени t при неизменных начальной координате x_0 и проекции скорости υ_x. Поскольку основной задачей механики является определение положения тела в данный момент времени по известным начальным условиям (начальной координате и начальной скорости), то эта формула и есть решение этой задачи.

Из выражения (4.2) можно определить путь при равномерном прямолинейном движении:

$$\boxed{S = \upsilon t} \tag{4.5}$$

Выражения (4.4) и (4.5) называют уравнениями равномерного движения или законом этого движения.

Единица скорости в СИ будет получена, если разделить единицу пути – метр на единицу времени – секунду. Следовательно, единица скорости в СИ – метр в секунду (м/с).

Физический смысл единицы метр в секунду: 1м/с это скорость такого равномерного движения, при котором тело за каждую секунду проходит путь, равный одному метру.

Пусть поезд движется со скоростью 54 км/ч = 15 м/с. Это значит, что за каждую секунду движения с этой скоростью поезд проходит путь, равный 15 м.

Внесистемные единицы измерения скорости: км/ч, км/с, м/мин, см/с и др. Перевод внесистемных единиц скорости в СИ $1\frac{\text{км}}{\text{ч}} = \frac{1000}{3600}\frac{\text{м}}{\text{с}}$, $1\frac{\text{км}}{\text{с}} = 1000\frac{\text{м}}{\text{с}}$, $1\frac{\text{м}}{\text{мин}} = \frac{1}{60}\frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Рассмотрим графики пути, координаты и скорости равномерного движения, т. е. графическую зависимость пути, координаты и скорости от времени движения тела.

На рис. 4-2 изображен график пути равномерного движения. Поскольку уравнение пути равномерного движения (4.5) выражает прямо пропорциональную зависимость пути от времени, то график пути равномерного движения имеет вид прямой линии, проходящей через начала координат под углом к оси времени. Скорость на графике пути равномерного движения равна тангенсу угла наклона графика к оси времени. Действительно, $\operatorname{tg}\varphi = \dfrac{ab}{Ob} = \dfrac{S_1}{t_1} = \upsilon$. Следовательно, большему углу наклона графика к оси времени соответствует большая скорость движения (рис. 4-3).

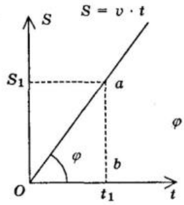


Рис. 4-2

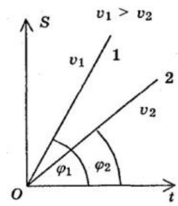


Рис. 4-3

Внимание!

На рис. 4-4 ошибка! Путь – длина траектории, поэтому он уменьшаться не может, а может с течением времени только увеличиваться, поэтому график пути не может приближаться к оси времени.

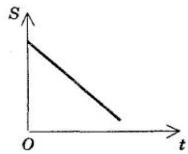


Рис. 4-4

На рис. 4-5 изображены графики координаты равномерного движения. График координаты равномерного движения имеет вид прямой линии, которая при $x_0 = 0$ проходит через начало координат под углом к оси времени. Графики 1 и 2 на рис. 4-5 показывают, что тело удаляется от начала координат, а график 3 показывает, что оно приближается к началу координат. График 4 соответствует отрицательной начальной координате. Пересечение графиков 2 и 3 означает, что в момент времени t_1 координата тел, движения которых описывают графики 2 и 3, стала одинаковой, и если они двигались вдоль оси OX навстречу друг другу, то в точке с координатой x_1 они встретились. Графики 1 и 2 параллельны друг другу. Это значит, что угол их наклона к оси Ot одинаков, значит, тела двигались с одинаковой скоростью. Начальная координата x_0 движения, описываемого графиком 1, не равна нулю. Это значит что в момент времени $t = 0$, тело, движение которого описывает график 1, двигаясь равномерно, имело координату x_0. Время t_2 показывает, что тело, движение которого описывает график 4, прошло через начало координат на время t_2 позже, чем, например, тело 2. При этом оно двигалось равномерно с меньшей, чем у тела 2, скоростью (ведь угол наклона к оси Ot графика 4 меньше, чем графика 2).

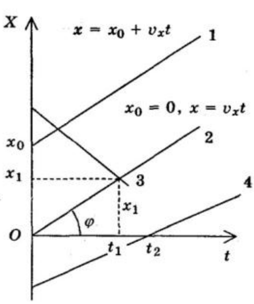


Рис. 4-5

Из рис. 4-5 следует, что скорость на графике координаты равномерного движения также равна тангенсу угла наклона графика к оси времени.

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{x_1}{t_1} = \upsilon .$$

Так как при равномерном движении скорость постоянна, график скорости равномерного движения представляет собой прямую линию, параллельную оси времени (рис. 4-6).

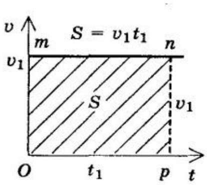


Рис. 4-6

Из рис. 4-6 следует, что путь на графике скорости равномерного движения численно равен площади прямоугольника $Omnp$, построенного на осях координат как на сторонах.

5. РАВНОПЕРЕМЕННОЕ ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ. УСКОРЕНИЕ. СРЕДНЯЯ И МГНОВЕННАЯ СКОРОСТИ РАВНОПЕРЕМЕННОГО ДВИЖЕНИЯ.ГРАФИКИ ЭТОГО ДВИЖЕНИЯ

В силу разных причин скорость тела может изменяться.

Движение с изменяющейся скоростью называют переменным. Частным случаем переменного движения является равнопеременное движение.

Равнопеременное прямолинейное движение – это такое движение, при котором за любые равные промежутки времени скорость тела изменяется на одинаковую величину и траектория движения есть прямая линия.

Если при таком движении скорость тела увеличивается, то оно называется равноускоренным, а если уменьшается, то – равнозамедленным.

Примечание: В некоторых учебниках и учебных пособиях любое равнопеременное движение, как равноускоренное, так и равнозамедленное, называют равноускоренным, происходящим с положительным или отрицательным ускорением.

Для характеристики быстроты изменения скорости введено понятие ускорения $\vec{a}$.

Ускорение равнопеременного движения – это величина, равная отношению изменения скорости тела ко времени, за которое это изменение произошло.

$$\boxed{\vec{a} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}} \quad (5.1) \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{a} = \frac{\vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0}{t}} \quad (5.2).$$

Здесь $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0$ – изменение скорости тела за время Δt (или t), $\vec{\upsilon}_0$ – начальная скорость тела и $\vec{\upsilon}$ – его конечная скорость.

Физический смысл ускорения: ускорение равнопеременного движения равно изменению скорости тела за единицу времени.

Ускорение – векторная величина. Вектор ускорения $\vec{a}$ сонаправлен с вектором изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0$.

Метод определения скоростей и ускорений тел путем моментального фотографирования их через равные промежутки времени и определения по фотографии проходимых ими за это время путей называется стробоскопическим методом.

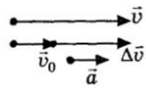
Ускорение равнопеременного движения – постоянная величина.

В случае прямолинейного движения, когда векторы $\vec{\upsilon}_0$, $\vec{\upsilon}$ и $\Delta\vec{\upsilon}$ направлены по одной прямой, векторные величины в формулах (5.1) и (5.2) можно заменить их модулями:

$$\boxed{a = \frac{\Delta\upsilon}{\Delta t}} \quad (5.3) \quad \text{или} \quad \boxed{a = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t}} \quad (5.4).$$

В случае равноускоренного движения, когда начальная скорость υ_0 меньше конечной υ, изменение скорости $\Delta\upsilon$ больше нуля и ускорение – положительная величина, а в случае равнозамедленного движения υ_0 больше υ и ускорение равнозамедленного движения отрицательно.

а)



б)

Рис. 5-1

На рис. 5-1, а изображены сонаправленные векторы начальной $\vec{\upsilon}_0$ и конечной $\vec{\upsilon}$ скоростей, причем $\vec{\upsilon}$ больше $\vec{\upsilon}_0$, что соответствует движению с ускорением. Чтобы изобразить вектор $\Delta\vec{\upsilon}$, нарисуем эти векторы один под другим (рис. 5-1, б).

Вектор изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0$ направлен от конца вектора начальной скорости $\vec{\upsilon}_0$ (вычитаемого) к концу вектора конечной скорости (уменьшаемого).

Мы видим, что в случае равноускоренного движения, когда и больше $\vec{\upsilon}_0$, вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ сонаправлен с векторами $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$, а куда направлен вектор $\Delta\vec{\upsilon}$, туда направлен и вектор ускорения $\vec{a}$.

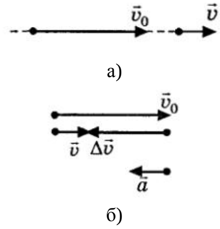


Рис. 5-2

На рис. 5-2, а изображены векторы $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$ причем вектор $\vec{\upsilon}_0$ больше $\vec{\upsilon}$, что соответствует движению с замедлением. В этом случае вектор $\Delta\vec{\upsilon}$, направленный всегда от конца вектора $\vec{\upsilon}_0$ к концу вектора $\vec{\upsilon}$, антинаправлен векторам $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$, поэтому и ускорение тела $\vec{a}$, которое, подчеркиваем, всегда сонаправлено с вектором изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon}$, тоже антинаправлено этим скоростям (рис. 5-2, б).

Чтобы получить единицу ускорения в СИ, надо единицу скорости – метр на секунду – разделить на единицу времени – секунду. Получим, что единица ускорения в СИ – метр в секунду за секунду или метр на секунду в квадрате (м/с^2).

Физический смысл этой единицы: метр на секунду в квадрате – ускорение такого движения, при котором за каждую секунду скорость изменяется на 1 м/с.

Например, ускорение пули в канале ствола 40 км/с^2 = $4\cdot10^4$ м/с^2. Это значит, что за каждую секунду движения скорость пули увеличивается на 40000 м/с. Правда, в стволе пуля движется не секунду, а значительно меньше времени.

В процессе равнопеременного движения скорость тела непрерывно изменяется. Чтобы охарактеризовать быстроту движения тела в каждой точке траектории вводят понятие мгновенной скорости.

Мгновенная скорость – это скорость в данный момент времени или в данной точке траектории.

Начальная скорость тела $\vec{\upsilon}_0$, его конечная скорость $\vec{\upsilon}$ или любая другая скорость тела в данный момент времени – это все мгновенные скорости. В процессе езды спидометр автомобиля показывает его мгновенную скорость.

Чтобы охарактеризовать, как быстро тело совершает некоторое перемещение $\Delta\vec{r}$, вводят понятие средней скорости перемещения $\vec{\upsilon}_{cp}$.

Средняя скорость перемещения – это величина, равная отношению перемещения $\Delta\vec{r}$ ко времени Δt, за которое это перемещение совершено,

$$\boxed{\vec{\upsilon}_{cp} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}} \tag{5.5}$$

Зная среднюю скорость перемещения $\vec{\upsilon}_{cp}$, мы можем сказать, чему равно перемещение тела $\Delta\vec{r}$ за данный промежуток времени Δt и куда направлен вектор перемещения. Однако по средней скорости перемещения нельзя судить о быстроте движения тела, ведь если тело за время Δt вернулось в исходное положение, то его перемещение $\Delta\vec{r} = 0$, и, значит, средняя скорость перемещения тоже равна нулю, хотя тело могло двигаться достаточно быстро. Поэтому чаще пользуются понятием средней скорости движения или просто средней скоростью, подразумевая под ней средний модуль скорости.

Средняя скорость переменного движения – это величина, равная отношению пути S ко времени t, за которое этот путь пройден

$$\boxed{\upsilon_{cp} = \frac{S}{t}} \tag{5.6}$$

Эта формула применима к любому переменному движению: как к равнопеременному, так и к движению с переменным ускорением.

Когда говорят, что поезд прошел расстояние от Ростова-на-Дону до Москвы со скоростью 40 км/ч, то имеют в виду именно среднюю скорость движения, т. е. средний модуль скорости.

При равнопеременном движении за каждую единицу времени скорость тела изменяется на одинаковую величину, т е. монотонно, линейно с течением времени. Поэтому среднюю скорость равнопеременного движения можно определить как среднее арифметическое начальной и конечной скоростей.

$$\boxed{\upsilon_{cp} = \frac{\upsilon_0 + \upsilon}{2}} \tag{5.7}$$

Эта формула применима только к равноускоренному и равнозамедленному движениям. К движению с переменным ускорением она не применима.

Зная начальную скорость $\vec{\upsilon}_0$, ускорение тела $\vec{a}$ и время движения t, можно, воспользовавшись формулой (5.2), определить конечную скорость тела $\vec{\upsilon}$ при равнопеременном движении:

$$a = \frac{\vec{\upsilon} + \vec{\upsilon}_0}{t}, \quad \vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0 = \vec{a}t, \quad \boxed{\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_0 + \vec{a}t} \tag{5.8}$$

В проекциях на ось OX

$$\upsilon_x = \upsilon_{ax} + a_x t.$$

Здесь υ_x, υ_{ax} и a_x – проекции векторов конечной, начальной скоростей и ускорения на ось координат OX. В случае совмещения оси OX с направлением движения тела $\upsilon_x = \upsilon$, $\upsilon_{0x} = \upsilon_0$ и $a_x = a$, и тогда

$$\boxed{\upsilon = \upsilon_0 + at} \tag{5.9}$$

Формулу (5.9) удобно использовать, когда движение равноускоренное. В случае равнозамедленного движения ускорение отрицательно и эту формулу можно записать так:

$$\boxed{\upsilon = \upsilon_0 - at} \tag{5.10}$$

Определим путь, пройденный телом при равноускоренном движении. Для этого выразим путь из формулы (5.6) и подставим в полученное выражение правую часть формулы (5.7):

$$S = \upsilon_{cp} t = \frac{\upsilon_0 + \upsilon}{2} t.$$

Теперь в числитель полученного выражения подставим вместо υ правую часть равенства (5.9) и проделаем несложные преобразования:

$$S = \frac{\upsilon_0 + \upsilon_0 + at}{2} t = \frac{2\upsilon_0}{2} + \frac{at}{2} t = \upsilon_0 + \frac{at^2}{2}.$$

Мы получили уравнение пути равноускоренного движения (ось OX сонаправлена с перемещением тела):

$$\boxed{S = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}} \tag{5.11}$$

В случае равнозамедленного движения, когда ускорение отрицательно, формула пути будет:

$$\boxed{S = \upsilon_0 t - \frac{at^2}{2}}$$

Подобным образом определяется координата тела при равноускоренном и равнозамедленном движениях,

$$\boxed{x = x_0 + \upsilon_{0x} t + \frac{a_x t^2}{2}} \tag{5.12}$$

и

$$\boxed{x = x_0 + \upsilon_{0x} t - \frac{a_x t^2}{2}} \tag{5.13}$$

Здесь x – координата тела в момент времени t, x_0 – начальная координата тела, υ_{0x} – проекция скорости тела на ось OX, a_x – проекция ускорения тела на эту ось.

Выразим из формулы мгновенной скорости (5.4) время

$$t = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{a}$$

и подставим полученное выражение в формулу (5.11):

$$S = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2} = \upsilon_0 \frac{\upsilon - \upsilon_0}{a} + \frac{a}{2}\frac{\left(\upsilon - \upsilon_0\right)^2}{a^2} = \frac{2\upsilon_0\upsilon - 2\upsilon_0^2 + \upsilon^2 - 2\upsilon_0\upsilon + \upsilon_0^2}{2a},$$

откуда $S = \dfrac{\upsilon^2 - \upsilon_0^2}{2a}$ или

$$\boxed{\upsilon^2 - \upsilon_0^2 = 2aS} \qquad (5.14)$$

Формула (5.14) устанавливает связь пройденного пути с начальной, конечной скоростями и ускорением тела.

В случае равнозамедленного движения ее можно записать так:

$$\upsilon^2 - \upsilon_0^2 = -2aS \quad \text{или} \quad \upsilon_0^2 - \upsilon^2 = 2aS.$$

Запишем законы равнопеременного движения без начальной скорости. Поскольку при $\upsilon_0 = 0$ согласно (5.9) и (5.11)

$$\boxed{\upsilon = at} \quad \text{и} \quad \boxed{S = \frac{at^2}{2}},$$

имеем:

1) скорость тела прямо пропорциональна времени движения;

2) пройденный путь прямо пропорционален квадрату времени движения;

3) за первую секунду тело проходит путь:

$$S_1 = \frac{a}{2}\cdot 1^2 = \frac{a}{2}\cdot 1;$$

Путь S_2, пройденный за вторую секунду, равен:

$$S_2 = \frac{a}{2}\cdot 2^2 - \frac{a}{2}\cdot 1^2 = \frac{a}{2}\cdot 3;$$

за третью: $S_3 = \frac{a}{2}\cdot 3^2 - \frac{a}{2}\cdot 2^2 = \frac{a}{2}\cdot 5$ и т. д. Следовательно, путь, пройденный за n-ю секунду, при $\upsilon_0 = 0$ равен

$$\boxed{S_n = \frac{a}{2}\left(2n - 1\right)} \qquad (5.15)$$

4) Отсюда следует вывод:

$S_1 : S_2 : S_3 : \ldots : S_n = 1 : 3 : 5 : \ldots : \left(2n - 1\right)$.

Пути, проходимые телом за последовательные равные промежутки времени, относятся как последовательные нечетные числа.

Рассмотрим графики ускорения, скорости, пути и координаты равнопеременного движения.

На рис. 5-3 изображен график ускорения этого движения.

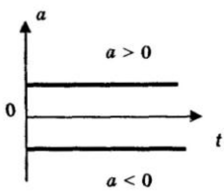


Рис. 5-3

Поскольку при равнопеременном движении ускорение постоянно, то график ускорения, т. е. графическая зависимость ускорения от времени, есть *прямая линия, параллельная оси времени*. График ускорения равноускоренного движения располагается над осью времени, а график ускорения равнозамедленного движения – под этой осью.

На рис. 5-4 изображен график скорости равноускоренного движения.

Уравнение (5.9) является линейным уравнением, поэтому *график скорости равноускоренного движения имеет вид прямой линии, пересекающей ось ординат на расстоянии υ_0 от начала координат*.

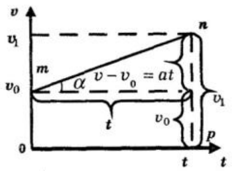


Рис. 5-4

Из рис. 5-4 следует, что ускорение на графике скорости равноускоренного движения численно равно тангенсу угла наклона графика к оси времени,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\upsilon_1-\upsilon_0}{t} = a\,.$$

Определим графически путь при равноускоренном движении. Для этого найдем площадь трапеции *Отпр* (рис. 5-4).

Мы знаем, что площадь трапеции равна произведению полусуммы её оснований на высоту,

$$S_{Omnp} = \frac{Om+np}{2}\cdot Op = \frac{\upsilon_0+\upsilon_1}{2}\cdot t = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}\,.$$

Следовательно (см. формулу (5.11)), *путь на графике скорости равноускоренного движения численно равен площади трапеции, ограниченной графиком и осями координат*.

На рис. 5-5 изображены графики равноускоренного движения трех тел 1, 2 и 3, а график 4 соответствует равномерному движению четвертого тела, скорость которого была равна начальной скорости υ_{02} второго тела. Начальные скорости тел 1 и 3 равны нулю, причем первое тело начало двигаться на время t_1 позже третьего. Точка пересечения графиков 1 и 3 означает, что в момент времени t_2 скорости тел 1 и 3 стали одинаковы и равны υ_1.

Параллельность графиков 2 и 3 означает, что углы наклона этих графиков к оси времени Ot равны α_1. А поскольку тангенсы этих углов численно равны ускорению тел, значит тела 2 и 3 движутся с одинаковыми ускорениями. Из рис. 5-5 следует также, что угол наклона графика 1 (угол α_2) больше угла наклона графиков 2 и 3. Это значит, что ускорение тела 1 больше ускорений тел 2 и 3.

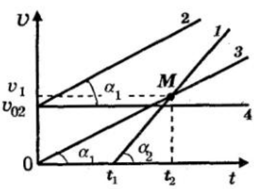


Рис. 5-5

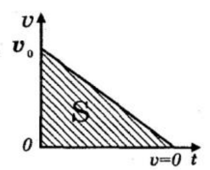


Рис. 5-6

График скорости равнозамедленного движения изображен на рис. 5-6. Точка $\upsilon = 0$ соответствует моменту остановки тела. Путь S, пройденный до остановки графически равен площади заштрихованного прямоугольного треугольника.

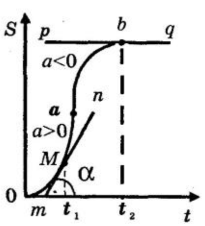


Рис. 5-7

На рис. 5-7 изображен график пути равноускоренного движения.

Анализ уравнения (5.11) показывает, что в этом уравнении путь S является функцией квадрата времени t, поэтому *график пути равнопеременного движения представляет собой параболу, вогнутая часть которой соответствует равноускоренному движению, а выпуклая – равнозамедленному*. Отметим, что при этом линия графика не может приближаться к оси времени, как на (рис. 5-9) кривая ce, поскольку путь не может с течением времени уменьшаться, ведь путь по определению – это длина траектории тела, а длина с течением времени может только увеличиваться.

По графику пути можно определить мгновенную скорость тела. Для этого нужно провести прямую, касательную к графику в некоторой точке. Тангенс угла наклона этой прямой к оси времени равен скорости тела.

На рис. 5-7 отрезок прямой mn касателен к графику пути в точке M. Тангенс угла наклона этого отрезка к оси времени равен мгновенной скорости тела в момент t_1,

$$\upsilon = \operatorname{tg}\alpha\,.$$

Если провести такую касательную к графику-параболе в точке O и эта касательная совпадет с осью времени Ot, т. е. ее угол наклона к оси времени будет равен нулю, то это означает, что скорость тела в момент начала отсчета времени движения, т. е. начальная скорость, $\upsilon_0 = 0$. А если такая касательная в точке O образует угол с осью времени, как касательная mn на рис. 5-8, то начальная скорость υ_0 не равна нулю.

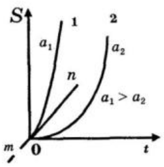


Рис. 5-8

На рис. 5-7 прямая pq, касательная к параболе ab – графику равнозамедленного движения, – параллельна оси времени Ot. Это означает, что в момент времени t_2 скорость тела стала равна нулю, т. е. оно остановилось.

На рис. 5-8 парабола 1 располагается ближе к оси OS, чем парабола 2. Ширина расхождения параболы и оси OS зависит от ускорения тела. Чем больше ускорение, тем быстрее изменяется скорость и тем круче ветвь параболы, поэтому ускорение a_1 больше ускорения a_2.

На рис. 5-9 изображены графики координаты равнопеременного движения. График координаты $x = x(t)$ тоже представляет собой параболу, поскольку в формулах (5.12) и (5.13) координата x есть функция квадрата времени.

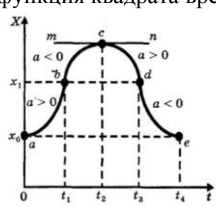


Рис. 5-8

Но поскольку координата тела может уменьшаться, например, когда оно возвращается к началу отсчета (движется назад), то на графике координаты парабола может иметь ветви, направленные как вверх, так и в низ. На рис. 5-9 парабола ab соответствует равноускоренному движению в течение времени t_1 с начальной координатой x_0 и начальной скоростью, равной *0*. В момент времени t_1, когда координата тела стала равна x_1, оно стало двигаться равнозамедленно (парабола bc) и в момент времени t_2 остановилось (ведь касательная mn параллельна оси времени). Все это время тело удалялось от начала координат *0*. После остановки оно начало двигаться назад, приближаясь к началу координат, сначала равноускоренно (парабола cd) до момента времени t_3, а затем, когда его координата вновь стала равна x_1, оно начало двигаться равнозамедленно и в момент времени t_4 остановилось (касательная к параболе de в точке e, параллельна оси времени). Ветви параболы на графике координаты могут опускаться и ниже оси времени, поскольку координата тела может быть как положительной так и отрицательной.

График перемещения, точнее проекции перемещения Δr_x, равнопеременного движения, имеет такой же вид, как и график координаты.

6. ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ С ПЕРЕМЕННЫМ УСКОРЕНИЕМ

Назовем в общем случае переменным прямолинейным движением движение по прямолинейной траектории с переменным ускорением. Быстрота такого движения характеризуется средней скоростью υ_{cp}, которую можно определить отношением пути *S* ко всему времени движения *t*,

$$\boxed{\upsilon_{cp} = \frac{S}{t}} \tag{6.1}$$

Если путь S состоит из N отдельных участков, на которых тело двигалось равномерно или равноускоренно, или равнозамедленно, то его можно представить в виде суммы этих участков. Тогда

$$\boxed{\upsilon_{cp} = \frac{S_1 + S_2 + S_3 + ... + S_N}{t_1 + t_2 + t_3 + ... + t_N}} \tag{6.2}$$

Здесь S_1 – путь, пройденный за время t_1, S_2 – путь, пройденный за время t_2, S_3 – путь, пройденный за время t_3, S_N – путь, пройденный за время t_N.

Скорость в данный момент времени – это мгновенная скорость. Вектор мгновенной скорости в данный момент времени сонаправлен с вектором перемещения тела в этот момент.

Пусть в некоторый момент времени радиус-вектор, соединяющий движущееся тело с началом отсчета, был равен $\Delta\vec{r}$, а через промежуток времени Δt он стал равен $\vec{r} + \Delta\vec{r}$, где $\Delta\vec{r}$ – перемещение тела за время t. Предел отношения $\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$ – при стремлении промежутка времени Δt к нулю является первой производной радиуса-вектора $\vec{r}$ по времени и обозначается $\frac{d\vec{r}}{dt}$ или $\vec{r}'$:

$$\vec{\upsilon} = \lim_{t\to 0}\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{\upsilon} = \vec{r}'} \qquad (6.3)$$

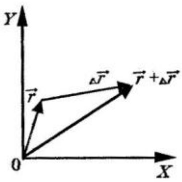


Рис. 5-8

Здесь $d\vec{r}$ – элементарное перемещение тела за элементарный промежуток времени dt.

Мгновенная скорость равна первой производной радиуса-вектора, проведенного из начала отсчета к движущемуся телу, по времени.

Чем меньшие промежутки времени мы будем рассматривать, тем меньше модуль перемещения будет отличаться от пути S, пройденного телом за это время. *Поэтому, переходя к бесконечно малым, мы можем модуль мгновенной скорости (мгновенную скорость) определить как первую производную пути по времени,*

$$\boxed{\vec{\upsilon} = \frac{dS}{dt}} \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{\upsilon} = S'} \qquad (6.4)$$

Быстроту изменения скорости переменного движения характеризуют средним и мгновенным ускорениями.

Если за время t скорость тела изменилась на $\Delta\upsilon$, то *средним ускорением тела* $a_{ср}$ *называется отношение изменения скорости ко времени, за которое это изменение произошло,*

$$\boxed{\vec{a}_{ср} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}} \qquad (6.5)$$

При стремлении промежутка времени *t* к нулю в пределе отношение $\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}$ – *даст мгновенное значение ускорения* $\vec{a}$ *,т.е. ускорение тела в данный момент времени в данной точке траектории,*

$$\boxed{\vec{a} = \lim_{t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}} \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{a} = \vec{\upsilon}'} \qquad (6.6)$$

Мгновенное ускорение есть первая производная скорости по времени.

Вектор мгновенного ускорения $\vec{a}$ сонаправлен с вектором изменения скорости $d\vec{\upsilon}$ в данный момент времени.

Путь S, пройденный за время t с момента начала движения, можно найти, выполнив операцию интегрирования:

$$\boxed{S = \to \int_0^t \upsilon dt} \qquad (6.7)$$

При прямолинейном переменном движении модуль ускорения равен первой производной модуля скорости по времени,

$$\boxed{a = \frac{d\upsilon}{dt}} \quad \text{или} \quad \boxed{a = \upsilon'} \qquad (6.8)$$

Если начальная скорость тела равна υ_0, то конечную скорость υ, приобретенную телом за время *t* при движении с переменным ускорением *a*, можно определить, выполнив интегрирование:

$$\boxed{\upsilon = \upsilon_0 + \int_{t_1}^{t_2} a dt} \qquad (6.9)$$

Формула (6.9) позволяет определить мгновенную скорость переменного движения υ методом интегрирования.

Рассмотрим график скорости переменного движения (рис. 6-2). Он представляет собой произвольную кривую линию, форма которой зависит от изменения скорости в течение промежутка времени от t_1 до t_2.

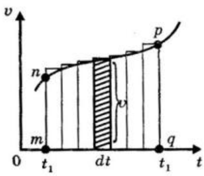


Рис. 6-2

Определим графически путь, пройденный за это время. Для этого фигуру $mnpq$, ограниченную графиком np, осью времени и прямыми $t = t_1$ и $t = t_2$, можно разбить на очень большое число малых прямоугольников. Одной стороной такого прямоугольника служит отрезок dt, а другой мгновенная скорость υ. Площадь такого прямоугольника равна произведению его стороны υ на сторону dt т. е. элементарному пути dS. Тогда весь путь S, пройденный за все время движения, будет равен сумме всех площадей прямоугольников, на которые разбита фигура $mnpq$, т. е. численно равен площади всей этой фигуры.

7. ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ДВИЖЕНИЯ И ПОКОЯ. ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ И НЕИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА. СЛОЖЕНИЕ СКОРОСТЕЙ. ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ГАЛИЛЕЯ

Опыт убеждает нас, что одно и то же тело может находится в состоянии покоя относительно одних систем отсчета и одновременно двигаться относительно других. Космонавт, сидя в кресле взлетающей ракеты, покоится относительно системы отсчета, связанной с ракетой, и движется относительно системы отсчета, связанной стартовой площадкой. Наблюдатель на платформе может утверждать, что он покоится, а пассажир поезда, отходящего от платформы, движется вперед. Но и пассажир в поезде может утверждать то же самое, т. е. что покоится именно он, а наблюдатель на платформе движется назад. Оба они правы, потому что движение и покой относительны.

Относительность движения состоит в том, что одно и то же тело может одновременно и двигаться, и покоиться, смотря относительно какой системы отсчета рассматривается его движение.

Абсолютно покоящихся тел в природе не существует. Покой – частный случай движения.

Назовем любое тело свободным, если на него не действуют другие тела. В условиях окружающего нас мира такие тела отыскать сложно. Но можно привести множество примеров, когда действие других тел на данное тело скомпенсировано, т. е. другие тела как бы и не действуют на него. Например, на неподвижно висящую пушинку действует сопротивление воздуха и земное притяжение, но эти действия скомпенсированы и потому пушинку можно считать свободной до тех пор, пока воздушные потоки не увлекут ее. С понятием свободного тела связано одно из важнейших понятий механики – понятие инерциальной системы отсчета.

Системы отсчета, относительно которых свободное тело покоится или движется равномерно и прямолинейно, называются инерциальными. Инерциальными также являются системы отсчета, которые покоятся или движутся равномерно и прямолинейно относительно других инерциальных систем отсчета.

Инерциальной системой отсчета с большой точностью можно считать систему отсчета, в начале координат которой находится Солнце, а оси координат направлены на неподвижные относительно Солнца звезды. Если отвлечься от криволинейности траектории Земли, движущейся вокруг Солнца, то Землю так же можно считать инерциальной системой отсчета.

Системы отсчета, движущиеся с ускорением относительно инерциальных систем отсчета, называются неинерциальными.

Любые тела на криволинейной траектории движутся с ускорением, даже если их скорость по модулю не меняется. Поэтому все системы отсчета, движущиеся криволинейно, являются неинерциальными.

Любая реальная система отсчета является неинерциальной, поскольку она всегда участвует в том или ином криволинейном движении. Даже система отсчета, в которой началом отсчета служит Солнце (гелиоцентрическая система отсчета) не является абсолютно инерциальной, поскольку вращается вокруг центра Галактики. Однако ее можно считать инерциальной с высокой степенью точности.

Рассмотрим инерциальную систему отсчета $X_1O_1Y_1$ которая движется относительно покоящейся инерциальной системы отсчета XOY со скоростью $\vec{\upsilon}_0$ (рис. 7-1).

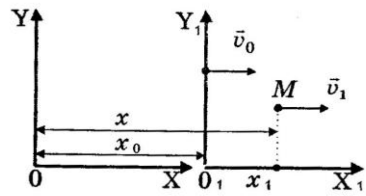


Рис. 7-1

Пусть в движущейся системе отсчета перемещается материальная точка M со скоростью $\vec{\upsilon}_1$ относительно этой системы в том же, что и система $X_1O_1Y_1$, направлении. Для упрощения выводов будем считать, что векторы скоростей $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}_1$ параллельны осям координат OX и O_1X_1 т. е., что $\upsilon_{0x} = \upsilon_0$ и $\upsilon_{1x} = \upsilon_1$.

Примером такой неподвижной системы отсчета может служить система отсчета, связанная с вокзалом. Примером движущейся системы отсчета в этом случае будет вагон, движущийся со скоростью $\vec{\upsilon}_0$ относительно вокзала, а примером материальной точки M – пассажир, который идет по вагону по ходу поезда со скоростью $\vec{\upsilon}_1$ относительно стен вагона.

Пусть в начальный момент времени оси координат обеих систем отсчета совпадали, а затем за время t подвижная система отсчета прошла некоторое расстояние. Тогда координата x точки M в неподвижной системе отсчета может быть определена через координату x_1 этой точки в движущейся системе и скорость этой системы $\vec{\upsilon}_0$ по формуле

$$x = x_1 + x_0 \quad \text{или} \quad x = x_1 + \upsilon_0 t .$$

При этом координата точки O_1 стала равна $x_0 = \upsilon_0 t$.

Очевидно, что координаты y и y_1 точки M в обеих системах отсчета одинаковы и оставались бы одинаковыми, даже если бы точка M двигалась не только вдоль оси OX при условии, что направление движения самой подвижной системы не изменялось бы,

$$y = y_1 .$$

Если бы наши инерциальные системы отсчета имели и третьи оси координат OZ, и O_1Z_1 то координаты Z и Z_1 точки M тоже при этом условии были бы одинаковы,

$$z = z_1 .$$

Запишем последние три равенства вместе и будем считать само собой разумеющимся, что промежуток времени t за который пассажир прошел расстояние S, в обеих системах отсчета одинаков,

$$x = x_1 + \upsilon_0 t , \tag{7.1}$$

$$y = y_1 , \tag{7.2}$$

$$z = z_1 , \tag{7.3}$$

$$t = t_1 . \tag{7.4}$$

Здесь t – промежуток времени в неподвижной ситеме отсчета, промежуток времени в подвижной системе отсчета.

Система уравнений (7.1)–(7.4) позволяет осуществить переход от координат и времени в подвижной инерциальной системе отсчета к координатам и времени в неподвижной инерциальной системе отсчета при скоростях, несравненно меньших скорости света в вакууме. Эти уравнения называются *преобразованиями Галилея для координат и времени*. Следовательно, *координата – величина относительная*.

Пусть точка M, двигаясь равномерно в направлении оси OX, за время Δt совершила перемещение $\Delta\vec{r}_1$ в подвижной системе отсчета. Очевидно, что при этом сама подвижная система отсчета переместилась за этот же промежуток времени на $\Delta\vec{r}_0 = \vec{\upsilon}_0 \Delta t$. Тогда перемещение $\Delta\vec{r}$ точки M в неподвижной системе отсчета будет равно

$$\Delta\vec{r} = \Delta\vec{r}_1 + \Delta\vec{r}_0 \quad \text{или} \quad \Delta\vec{r} = \Delta\vec{r}_1 + \vec{\upsilon}_0 \Delta t \tag{7.5}$$

Таким образом, *перемещение – тоже относительная величина*. В разных инерциальных системах отсчета оно различно.

Рассмотрим еще раз эти же инерциальные системы отсчета. Пусть в подвижной системе отсчета на оси O_1X_1 лежит неподвижный относительно этой системы стержень *AB* длиной l_0 (рис. 7-2). Координаты концов этого стержня в подвижной системе x_{1A} и x_{1B}, в неподвижной системе координаты его концов соответственно x_A и x_B, а его длина в этой системе равна *l*. Длина стержня связана с координатами его концов соотношениями

$$l_0 = x_{1B} - x_{1A} \quad \text{и} \quad l = x_B - x_A, \tag{7.6}$$

Из рис. 7-2 можно сразу сделать вывод, что $l = l_0$. Такой же вывод можно сделать, если подставить в уравнение (7.6) преобразования Галилея для координаты *x* (7.1):

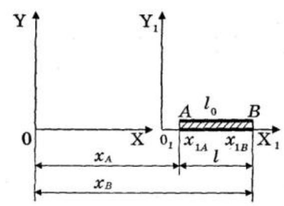


Рис. 7-2

$$l = x_B - x_A = x_{1B} + \upsilon_0 t - x_{1A} - \upsilon_0 t = x_{1B} - x_{1A} = l_0,$$

$$\boxed{l = l_0}$$

Из сказанного следует, что *расстояния между двумя неподвижными точками во всех инерциальных системах отсчета одинаковы, т. е. абсолютны*. В дальнейшем будет доказано, что это утверждение верно только в рамках классической механики.

Разделим левую и правую части равенства (7.5) на время Δt (от этого, как известно, равенство не нарушится):

$$\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{\Delta\vec{r}_1}{\Delta t} + \frac{\upsilon_0 \Delta t}{\Delta t} = \frac{\Delta\vec{r}_1}{\Delta t} + \vec{\upsilon}_0 .$$

Здесь $\dfrac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \vec{\upsilon}$ – скорость точки M, движущейся равномерно относительно неподвижной системы отсчета XOY, $\dfrac{\Delta\vec{r}_1}{\Delta t} = \vec{\upsilon}_1$ – скорость этой точки относительно подвижной системы отсчета $X_1O_1Y_1$ и, наконец, $\vec{\upsilon}_0$ – скорость самой подвижной системы относительно неподвижной.

Следовательно,

$$\boxed{\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_0} \tag{7.7}$$

Выражение (7.7) называют *правилом сложения скоростей в классической механике* (когда скорости тел несравненно меньше скорости света в вакууме).

Правило сложения классических скоростей: *скорость тела относительно неподвижной системы отсчета равна сумме скорости тела относительно подвижной системы отсчета и скорости самой подвижной системы относительно неподвижной*.

Скорость $\vec{\upsilon}$, с которой тело движется относительно неподвижной системы отсчета, называются абсолютной скоростью, скорость $\vec{\upsilon}_1$, с которой тело движется относительно подвижной системы отсчета, называют собственной скоростью, и скорость $\vec{\upsilon}_0$, с которой сама подвижная система отсчета движется относительно неподвижной, называют переносной скоростью. Следуя этим терминам, правило сложения классических скоростей можно сформулировать так: *абсолютная скорость равна сумме собственной и переносной скоростей*.

В общем случае при разном направлении векторов скоростей $\vec{\upsilon}$, $\vec{\upsilon}_1$ и $\vec{\upsilon}_0$ правило (7.7) можно применять только в векторном виде и переходить к скалярной записи, используя теоремы и формулы математики. Однако в случае, изображенном на рис. 7-1, когда все скорости сонаправлены, можно записать выражение (7.7) в скалярном виде:

$$\upsilon = \upsilon_0 + \upsilon_1 . \tag{7.8}$$

Полезно знать, что неподвижную систему отсчета физики называют лабораторной системой, а движущуюся – собственной системой отсчета. Исходя из этих названий, правило сложения скоростей в классической механике может быть сформулировано еще и так: *скорость тела относительно лабораторной системы отсчета равна сумме скорости этого тела относительно собственной системы отсчета и скорости самой собственной системы относительно лабораторной*.

Приведем примеры на правило сложения классических скоростей. Пусть от Земли удаляется космический корабль со скоростью υ_0, а в нем в направлении его полета от хвоста к носу перемещается космонавт со скоростью υ_1 относительно корабля. Какова скорость космонавта υ относительно наблюдателя на Земле? Конечно, она равна сумме скорости самого космонавта относительно корабля υ_1 и корабля относительно Земли υ_0, что соответствует уравнению (7.8). Если же космонавт движется от носа корабля к его хвосту, то его абсолютная скорость υ будет равна разности скоростей υ_0 и υ_1. Таким образом, если скорость $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}_1$ сонаправлены, то для нахождения модуля относительной скорости υ мы их складываем, а если они антинаправлены, то вычитаем.

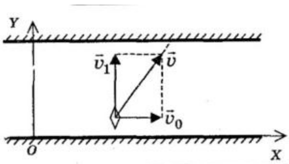


Рис. 7-3

Рассмотрим еще один пример на правило сложения классических скоростей. Пусть скорость течения реки $\vec{\upsilon}_0$, а скорость лодки, переплывающей эту реку, относительно воды равна $\vec{\upsilon}_1$ и направлена перпендикулярно берегу (рис. 7-3).

Тогда скорость лодки относительно берега $\vec{\upsilon}$ в векторной записи будет равна:

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_0 + \vec{\upsilon}_1,$$

а в скалярной по теореме Пифагора

$$\upsilon = \sqrt{\upsilon_0^2 + \upsilon_1^2}. \tag{7.9}$$

Сложение скоростей удовлетворяет *принципу суперпозиции (независимости) движений: результат сложного движения представляет собой сумму отдельных движений, происходящих независимо друг от друга*.

Принцип суперпозиции широко применяется на практике и не только в механике. Он играет большую роль в теории волновых процессов, в теории электрических цепей и в других разделах физики.

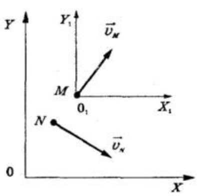


Рис. 7-4

Рассмотрим пример. Пусть две материальные точки M и N движутся в неподвижной системе отсчета XOY со скоростями $\vec{\upsilon}_M$ и $\vec{\upsilon}_N$ относительно этой системы (рис.7-4).

Определим скорость точки N относительно точки M $\vec{\upsilon}_{NM}$.

Будем рассуждать, исходя из правила сложения скоростей. Свяжем с точкой M подвижную систему координат $X_1O_1Y_1$ т. е. будем считать, что скорость $\vec{\upsilon}_M$ – это и есть скорость самой подвижной системы (переносная скорость). Тогда скорость точки N относительно точки M $\vec{\upsilon}_{NM}$ будет скоростью точки N относительно подвижной системы отсчета $X_1O_1Y_1$ т. е. собственной скоростью, а скорость точки N $\vec{\upsilon}_N$ относительно неподвижной системы XOY – абсолютной скоростью.

Следовательно, в этом случае правило сложения скоростей (7.7) запишется следующим образом:

$$\vec{\upsilon}_N = \vec{\upsilon}_M + \vec{\upsilon}_{NM},$$

откуда искомая скорость $\vec{\upsilon}_{NM}$, т. е. скорость точки N относительно точки M будет равна:

$$\vec{\upsilon}_{NM} = \vec{\upsilon}_N - \vec{\upsilon}_M.$$

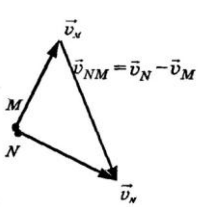


Рис. 7-5

На рис. 7-5 показано, как можно определить скорость $\vec{\upsilon}_{NM}$ графически. Эта скорость есть векторная разность векторов $\vec{\upsilon}_N$ и $\vec{\upsilon}_M$. Чтобы ее найти, надо соединить концы векторов $\vec{\upsilon}_M$ и $\vec{\upsilon}_N$ вектором $\vec{\upsilon}_{NM}$, направленным от конца вычитаемого вектора $\vec{\upsilon}_M$ к концу уменьшаемого вектора $\vec{\upsilon}_N$. Это вектор $\vec{\upsilon}_{NM}$ и есть векторная разность векторов $\vec{\upsilon}_N$ и $\vec{\upsilon}_M$, т. е. скорость точки N относительно точки M.

Таким образом, чтобы определить скорость второго тела относительно первого, можно, не меняя направления векторов скоростей, соединить на чертеже их начала в одной точке, а затем построить вектор, равный векторной разности уменьшаемого и вычитаемого векторов. Этот вектор должен соединять концы векторов скоростей тел и быть направлен от конца вычитаемого вектора к концу уменьшаемого. Чтобы определить модуль относительной скорости двух тел, надо, опираясь на полученный чертеж, применить теоремы и формулы геометрии и тригонометрии.

Теперь порассуждаем об ускорениях тел в разных инерциальных системах отсчета. Обратимся еще раз к рис. 7-1. Системы XOY и $X_1O_1Y_1$ инерциальные, т. е. их скорости постоянны. Скорость системы XOY равна нулю, а скорость системы $X_1O_1Y_1$ равна $\vec{\upsilon}_0$. Пусть скорость материальной точки M в системе $X_1O_1Y_1$ изменилась на $\Delta\vec{\upsilon}_1$ и при этом ее изменение в системе XOY стало равно $\Delta\vec{\upsilon}$. Тогда конечная скорость точки M в подвижной системе станет равна $\vec{\upsilon}_1 + \Delta\vec{\upsilon}_1$, а в неподвижной она станет равна $\vec{\upsilon} + \Delta\vec{\upsilon}$. Согласно правилу сложения скоростей (7.7) $\vec{\upsilon} + \Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_1 + \Delta\vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_0$, где $\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_0$, потому:

$$\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_1 \tag{7.10}$$

Получается, что изменение скорости за одно и то же время в разных системах отсчета одинаково. Если последнее равенство разделить на время Δt, за которое произошло изменение скорости, то получим:

$$\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}_1}{\Delta t}.$$

Здесь $\dfrac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \vec{a}$ – ускорение точки M в неподвижной системе отсчета XOY, а $\dfrac{\Delta\vec{\upsilon}_1}{\Delta t} = \vec{a}_1$ – ускорение этой точки в подвижной системе отсчета $X_1O_1Y_1$. Следовательно,

$$\boxed{\vec{a} = \vec{a}_1} \tag{7.11}$$

Ускорение тела во всех инерциальных системах отсчета скоростях одинаково, т. е. оно абсолютно по отношению к любым инерциальным системам отсчета.

Таким образом, если ускорение тела равно нулю в одной из инерциальных систем отсчета, то оно будет равно нулю и во всех иных инерциальных системах отсчета, т. е. относительно любых инерциальных систем отсчета тело будет двигаться равномерно и прямолинейно или покоиться. При этом никакими экспериментами, проводимыми в одной из инерциальных систем отсчета, нельзя будет определить, покоится ли эта система или движется. Так, космонавты в космическом корабле, движущемся прямолинейно и равномерно относительно звезд, не смогут сказать, движутся ли они или покоятся, пока не сравнят свое положение с положением звезд.

Все эти выводы обобщает один из общих законов природы, сформулированный Галилеем и получивший название *принципа относительности Галилея*.

Принцип относительности Галилея: *все механические явления протекают во всех инерциальных системах отсчета одинаковым образом*.

Преобразования, вид которых не изменяется, если поменять одну инерциальную систему отсчета на другую, называются *инвариантными*.

Другая формулировка принципа относительности Галилея: *все законы механики инвариантны по отношению к любым инерциальным системам отсчета*.

Если же подвижная система отсчета движется относительно неподвижной с ускорением, т. е. если эти системы неинерциальны, то в уравнении (7.10) к изменению скорости $\Delta\vec{\upsilon}_1$ материальной точки M в системе отсчета $X_1O_1Y_1$ надо прибавить изменение скорости самой подвижной системы отсчета $\Delta\vec{\upsilon}_0$,

$$\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_1 + \Delta\vec{\upsilon}_0.$$

Разделив все члены этого уравнения на промежуток времени Δt, за который произошло изменение скоростей, мы придем к правилу сложения ускорений в неинерциальных системах отсчета, движущихся прямолинейно (во вращающихся системах отсчета возникает еще и угловое ускорение):

$$\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}_1}{\Delta t} + \frac{\Delta\vec{\upsilon}_0}{\Delta t} \quad \text{или} \quad \vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_0.$$

Здесь $\dfrac{\Delta\vec{\upsilon}_0}{\Delta t} = \vec{a}_0$ – ускорение подвижной системы $X_1O_1Y_1$ относительно неподвижной системы отсчета XOY.

Правило сложения *ускорений в неинерциальных системах отсчета: ускорение тела относительно неподвижной системы отсчета равно сумме ускорения этого тела относительно подвижной системы отсчета и ускорения самой подвижной системы относительно неподвижной*.

Таким образом, ускорение в неинерциальных системах отсчета относительно, а в инерциальных – абсолютно.

8. СВОБОДНОЕ ПАДЕНИЕ ТЕЛ. УСКОРЕНИЕ СВОБОДЦОГО ПАДЕНИЯ. ДВИЖЕНИЕ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕГО ТЕЛА ПО ВЕРТИКАЛИ

Свободным падением тел называют падение тел в вакууме под действием только притяжения планеты.

Свободное падение является частным случаем равнопеременного движения – это равноускоренное движение, если тело движется вниз, и равнозамедленное, если оно свободно брошено вверх.

Ускорение $\vec{g}$, с которым тело под действием притяжения планеты свободно падает, *называется ускорением свободного падения*. Вектор ускорения свободного падения всегда направлен вниз к поверхности планеты.

Ускорение свободного падения равно изменению скорости свободно падающего тела за единицу времени,

$$\vec{g} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{t} = \frac{\vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0}{t}.$$

Одним из первых изучил свободное падение тел великий итальянский физик Галилео Галилей. Он открыл один из важнейших законов механики, получивший название закона Галилея.

Закон Галилея: *все тела под действием земного притяжения падают с одинаковым ускорением.*

В средних широтах Земли ускорение свободного падения равно: g = 9,8 м/с^2.

Ускорение свободного падения ни зависит ни от массы, ни от формы и размеров падающего тела. В этом можно наглядно убедиться при помощи прибора, который называют трубкой Ньютона (рис. 8-1).

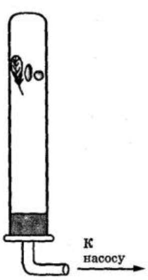


Рис. 8-1

Трубка Ньютона представляет собой герметично закрытый стеклянный цилиндр длиной около метра, из которого выкачан воздух. В трубке находятся тела разной массы, формы и размеров: монетка, дробинка и перышко. Когда трубку располагают вертикально так, чтобы все тела оказались вверху, то они пролетают всю длину трубки за одно и тоже время, двигаясь равноускоренно без начальной скорости с одинаковым ускорением свободного падения. На малых по сравнению с радиусом Земли высотах ускорение свободного падения постоянно и не зависит от высоты тела над Землей.

Ускорение свободного падения зависит от массы, формы и размеров планеты, на которую тела падают, а также от расстояния между падающим телом и центром планеты. Эта зависимость выражается формулой:

$$\boxed{g = G\frac{M}{(R+H)^2}}$$

Здесь G = 6,67·10^{11} Н·м^2/кг^2 – гравитационная постоянная, M – масса планеты, R – радиус планеты, H – расстояние от тела до поверхности планеты.

Уменьшение ускорения свободного падения становится заметным на высоте, сравнимой с радиусом планеты.

Поскольку земной шар имеет форму геоида, т. е. сплюснут у полюсов, то на полюсе тело ближе к центру Земли, чем на экваторе, поэтому на полюсе оно сильнее притягивается к Земле и так ускорение свободного падения больше, чем в других точках земного шара.

Кроме сказанного, на величину ускорения свободного падения оказывает влияние суточное вращение планеты вокруг своей оси. Находясь на полюсе, тело не принимает участия в этом вращении, тогда как на экваторе радиус вращения тела вокруг земной оси наибольший, поэтому на экваторе ускорение свободного падения тел имеет наименьшую величину по сравнению с его величиной на иных широтах земного шара, а на полюсе – наибольшую. На экваторе оно равно 9,78 м/с^2, а на полюсе достигает 9,83 м/с^2. Величина ускорения свободного падения зависит также от плотности земных пород. В местах залегания железных руд она больше, чем там, где породы имеют меньшую плотность, из-за усиления тяготения в области залегания руды. На этом явлении основана предварительная разведка полезных ископаемых.

К свободному падению применимы все формулы равноускоренного движения, только в них вместо пути S обычно пишут буквы H или h, обозначающие высоту, а вместо ускорения a – ускорение свободного падения g. Приведем эти формулы:

$$y = y_0 \pm \upsilon_0 t \pm \frac{gt^2}{2},$$

$$h = \upsilon_{cp} t, \ \upsilon = \upsilon_0 \pm gt,$$

$$\upsilon_{\tilde{n}\eth} = \frac{\upsilon_0 + \upsilon}{2}, \ \upsilon^2 - \upsilon_0^2 = \pm 2gh,$$

$$h = \upsilon_0 t \pm \frac{gt^2}{2}, \ h_n = \frac{g}{2}(2n-1)$$

Здесь y – координата тела на вертикальной оси координат OY, y_0 – начальная координата. Там, где стоит ±, знак «плюс» соответствует случаю, когда тело падает свободно вниз, а знак «минус» – случаю, когда оно брошено свободно вверх и движется с убывающей по модулю скоростью.

Пусть тело брошено свободно вертикально вверх с начальной скоростью υ_{01}. При этом оно будет двигаться под действием только притяжения планеты равнозамедленно с убывающей по модулю скоростью. Через время t_1 оно достигнет высшей точки подъема, где его конечная скорость OX станет равна нулю (рис. 8-2).

Затем тело будет свободно падать с той же высоты h, на которую поднялось, без начальной скорости υ_{02}, так как $\upsilon_{02} = \upsilon_1 = 0$. Поскольку $\upsilon_1^2 - \upsilon_{01}^2 = -2gh$, где $\upsilon_1 = 0$, и $\upsilon_2^2 - \upsilon_{02}^2 = 2gh$, где $\upsilon_{02} = 0$, то $\upsilon_{01}^2 = 2gh$, $\upsilon_2^2 = 2gh$, и, значит, $\upsilon_{01} = \upsilon_2$.

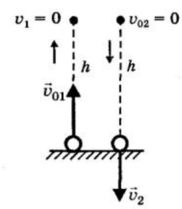


Рис. 8-2

Начальная скорость теля, брошенного свободно на некоторую высоту, равна конечной скорости его падения с этой высоты.

Поскольку $\upsilon_1 - \upsilon_{01} = -gt$, где $\upsilon_1 = 0$, то $\upsilon_{01} = gt_1$. Поскольку $\upsilon_2 - \upsilon_{02} = gt_2$, где $\upsilon_{02} = 0$, то $\upsilon_2 = gt_2$.

При $\upsilon_{01} = \upsilon_2$ $gt_1 = gt_2$, где t_1 – время подъема тела до высшей точки, а t_2 – время его падения, Таким образом,

$$t_1 = t_2.$$

Время взлета тела, брошенного свободно на некоторую высоту, равно времени его падения с этой высоты.

Максимальная высота $h_{\max}$, на которую взлетает тело, равна высоте, с которой оно падает без начальной скорости, ведь в высшей точке оно останавливается. Это максимальная высота определяется формулой

$$h_{\max} = \frac{gt^2}{2},$$

где t – время взлета тела или время его падения.

Когда тело падает в воздухе или иной среде, оказывающей сопротивление его движению, то такое падение нельзя считать свободным и ускорение такого падения меньше ускорения свободного падения. Однако если сопротивление воздуха невелико по сравнению с притяжением тела к планете, то им можно пренебречь и считать падение свободным. Например, можно пренебречь сопротивление воздуха падению камня, а сопротивлением падению листа бумаги пренебречь нельзя, так как из-за малого веса листа, который сравним с сопротивлением воздуха, падение листа не будет свободным и будет происходить с ускорением, меньшим ускорения свободного падения.

С ускорением, большим ускорения свободного падения, тело падает, если на него действует сила, сонаправленная с силой тяготения к планете.

9. *КРИВОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ ТЕЛ С УСКОРЕНИЕМ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ*

А. Движение тела, брошенного горизонтально

Пусть тело, находящееся на высоте h, брошенного горизонтально со скоростью $\vec{\upsilon}_x$. Сопротивлением воздуха можно пренебречь. При этом на тело будет действовать притяжение планеты, в результате чего оно станет свободно падать в направлении оси OY без начальной скорости. Но поскольку ему в точке O была сообщена горизонтальная скорость $\vec{\upsilon}_x$ и нет причин, которые заставили бы тело изменить эту скорость – никакие другие тела на брошенное тело в горизонтальном направлении не действуют, сопротивление среды отсутствует, то тело будет одновременно двигаться и в горизонтальном направлении вдоль оси OX с постоянной по величине и направлению скоростью $\vec{\upsilon}_x$. В результате движение тела будет представлять собой суперпозицию двух движений, происходящих одновременно: равномерного и прямолинейного движения в горизонтальном направлении со скоростью $\vec{\upsilon}_x$ и свободного падения, т. е. равноускоренного движения вниз без начальной скорости с высоты h с ускорением свободного падения $\vec{g}$ (рис. 9-1).

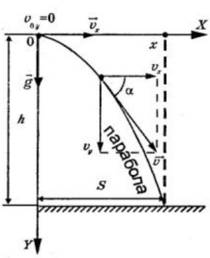


Рис. 9-1

Расстояние, которое тело пролетит по горизонтали, пока не упадет на землю, называют дальностью полета S. Время падения тела с высоты к равно времени прохождения им расстояния S. Уравнение движения тела по горизонтали будет иметь вид: $x = \upsilon_x t$, а по вертикали $y = \dfrac{gt^2}{2}$.

При $x = S$ и $y = h$ получим:

$$S = \upsilon_x t \quad (9.1) \quad \text{и} \quad h = \frac{gt^2}{2} \quad (9.2)$$

Если теперь из уравнения (9.1) выразить время t и подставить его в уравнение (9.2), то мы получим уравнение, выражающее связь высоты падения тела с дальностью его полета:

$$t = \frac{S}{\upsilon_x} \tag{9.3}$$

и тогда $h = \dfrac{g}{2}\left(\dfrac{S}{\upsilon_x}\right)^2$ или $y = \dfrac{g}{2\upsilon_x^2}x^2$ и $h = \dfrac{g}{2\upsilon_x^2}S^2$, что аналогично уравнению параболы $y = kx^2$.

Мы видим, что координата y пропорциональна квадрату координаты x. Такая зависимость на графике изображается плоской кривой линией – параболой (рис. 9-1). Следовательно, тело, брошенное свободно с некоторой высоты в горизонтальном направлении, движется по параболе, ветвь которой направлена вниз, а вершина располагается в точке бросания.

Время падения t с высоты h, равное времени полета на расстояние S, можно найти по формуле (9.3) или из равенства (9.2):

$$t = \frac{S}{\upsilon_x} \text{ или } t = \sqrt{\frac{2h}{g}}.$$

В процессе движения тела по параболе его горизонтальная скорость υ_x будет оставаться постоянной, а вертикальная скорость υ_y, которая в точке бросания O была равна нулю ($\upsilon_{0y} = 0$), будет нарастать. Если сложить векторно скорости $\vec{\upsilon}_x$ и $\vec{\upsilon}_y$, то мы найдем результирующую скорость тела в каждой точке траектории, по которой оно движется. Вектор этой скорости $\vec{\upsilon}$ направлен по касательной к параболе в каждой ее точке и по модулю определяется теоремой Пифагора:

$$\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^2 + \upsilon_y^2}.$$

Тангенс угла между вектором $\vec{\upsilon}$ и горизонтом можно определить отношением:

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{\upsilon_x}{\upsilon_y}.$$

Б. Движение пикирующего тела

Если тело пикирует к земле с высоты h под некоторым углом α (рис. 9-3) со скоростью $\vec{\upsilon}_0$, то теперь у его начальной скорости есть вертикальная составляющая $\upsilon_{0y} = \upsilon_0 \sin\alpha$, которая является начальной скоростью его свободного падения с высоты к вдоль оси OY. Кроме того, у его начальной скорости есть горизонтальная составляющая $\upsilon_x = \upsilon_0 \cos\alpha$, с которой оно будет двигаться равномерно вдоль оси OX (рис. 9-2).

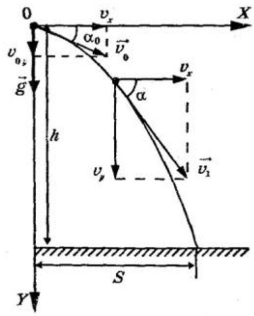


Рис. 9-2

Теперь уравнения движения тела вдоль осей OX и OY будут иметь вид: $x = \upsilon_x t = \upsilon_0 t \cos\alpha_0$, $y = \upsilon_{0y} t + \frac{gt^2}{2} = \upsilon_0 t \sin\alpha_0 + \frac{gt^2}{2}$.

При $x = S$, где S – дальность полета по горизонтали, и $y = h$, где h – высота падения, $S = \upsilon_x t = \upsilon_0 t \cos\alpha_0$ и $y = \upsilon_{0y} t + \frac{gt^2}{2} = \upsilon_0 t \sin\alpha + \frac{gt^2}{2}$.

При решении соответствующих задач, кроме приведенных уравнений, вам могут пригодиться формулы

$$\upsilon_y = \upsilon_{0y} + gt,\ \upsilon^2 = \upsilon_x^2 + \upsilon_y^2,\ \upsilon_y^2 - \upsilon_{0y}^2 = 2gh \text{ и др.}$$

Угол α между вектором результирующей скорости $\vec{\upsilon}$ и горизонтом будет непрерывно увеличиваться. Тангенс этого угла можно определить отношением скоростей υ_y к υ_x:

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{\upsilon_y}{\upsilon_x}.$$

Траектория движения тела и в этом и случае является параболой, в чем нетрудно убедиться, выразив время из уравнения $x = \upsilon_0 t \cos\alpha$ и подставить его в уравнение

$$y = \upsilon_0 t \cos\alpha + \frac{gt^2}{2},$$

$$t = \frac{x}{\upsilon_0 \cos\alpha} \text{ и } y = x\,\mathrm{tg}\,\alpha + \frac{g}{2\left(\upsilon_0 \cos\alpha\right)^2} x^2.$$

Мы видим, что и здесь координата y является функцией координаты x^2, значит, это парабола.

При одинаковой высоте падения дальность полета будет меньше, а скорость падения – больше, чем при горизонтальном бросании с той же скоростью. Вот почему для более точного падения груза на выбранное место при сбрасывании его самолет пикирует. При этом дальность полета груза меньше и прицельность сбрасывания точнее.

В. Движение тела, брошенного под углом к горизонту

Пусть тело брошено под углом α к горизонту со скоростью $\vec{\upsilon}_0$ (рис. 9-3). Сопротивлением воздуха можно пренебречь.

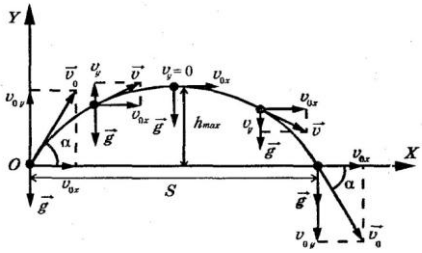


Рис. 9-3

При этом опять на тело будет действовать только притяжение планеты вертикально вниз, под действием которого оно будет одновременно участвовать в двух движениях: равномерном и прямолинейном по горизонтали вдоль оси OX и сначала – в равнозамедленном движении вверх убывающей по модулю скоростью до высшей точки подъема, а затем – в свободном падении вниз без начальной скорости вдоль оси OY.

Скорость движения тела вдоль оси OX будет постоянна и равна:

$$\upsilon_x = \upsilon_0 \cos\alpha .$$

Координату тела на оси OX можно определить по формуле

$$x = \upsilon_x t = \upsilon_0 t \cos\alpha .$$

Дальность полета S равна:

$$S = \upsilon_x t_{îáù} = \upsilon_0 t_{îáù} \cos\alpha .$$

Здесь $t_{îáù}$ – все время полета.

Скорость движения тела вдоль оси OY υ_y будет вначале убывать, пока оно не достигнет высшей точки подъема, где вертикальная скорость станет рана нулю, а затем при свободном падении с максимальной высоты $h_{\max}$ она будет возрастать. Определить υ_y можно по формуле:

$$\upsilon_y = \upsilon_{0y} - gt \text{, где } \upsilon_{0y} = \upsilon_0 \sin\alpha$$

Угол α, под которым тело упадет на землю, равен углу, под которым оно было брошено (эти углы образованы векторами скорости тела и линией горизонта). Скорость тела υ_0 в момент бросания по модулю равна скорости в момент падения и время взлета t равно времени падения, а все время полета $t_{îáù}$ равно удвоенному времени взлета или удвоенному времени падения.

Уравнение движения вдоль оси OY (в случае $y_0 \neq 0$):

$$y = y_0 + \upsilon_{0y} t - \frac{gt^2}{2} = y_0 + \upsilon_0 t \sin\alpha - \frac{gt^2}{2} .$$

Если сюда подставить $t = \dfrac{x}{\upsilon_0 \cos\alpha}$, то получим уравнение траектории тела:

$$y = y_0 + \frac{\upsilon_0 x}{\upsilon_0 \cos\alpha} \sin\alpha - \frac{g}{2\upsilon_0^2 \cos^2\alpha} x^2 = y_0 + x \operatorname{tg}\alpha - \frac{g}{2\upsilon_0^2 \cos^2\alpha} x^2 .$$

Это уравнение параболы, вершина которой находится в высшей точке подъема, а ветви направлены вниз (рис. 9-3). Следовательно, тело, брошенное под углом к горизонту, движется по параболе.

В высшей точке подъема $\upsilon_y = 0$, поэтому $t_{\text{âçëåò à}} = t_{\text{ï àäåíèÿ}} = \frac{\upsilon_{0y}}{g} = \frac{\upsilon_0 \sin\alpha}{g}$, а максимальную высоту взлета можно определить по формулам, $h_{max} = \frac{gt^2_{\text{âçëåò à}}}{2}$ или $h_{max} = \frac{\upsilon_0^2}{2g}\sin^2\alpha$.

Кроме того, $S = \upsilon_0 \cdot 2t_{\text{âçëåò à}} \cos\alpha = 2\upsilon_0 \frac{\upsilon_0}{g}\sin\alpha\cos\alpha = \frac{\upsilon_0^2}{g}\sin 2\alpha$, $\upsilon_y^2 - \upsilon_{0y}^2 = 2gh$, $\operatorname{tg}\alpha = \frac{\upsilon_y}{\upsilon_x}$ и $\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^2 + \upsilon_y^2}$

Эти формулы используют при решении соответствующих задач.

Определим угол атаки, при котором дальность полета тела будет наибольшей. Углом атаки называют угол α между вектором скорости летящего тела и линией горизонта. Обратимся к уравнению $S = \frac{\upsilon_0^2}{g}\sin 2\alpha$. В этом уравнении начальная скорость тела υ_0 и ускорение свободного падения g остаются постоянными на протяжении всего полета. Значит, дальность полета тела S будет максимальной, когда станет максимальным $\sin 2\alpha$. Но максимальное значение синуса любого угла равно единице. Если $\sin 2\alpha = 1$, то $2\alpha = 90°$, следовательно, $\alpha = 45°$. Таким образом, при угле атаки в 45° дальность полета тела, брошенного свободно под углом к горизонту, будет наибольшей.

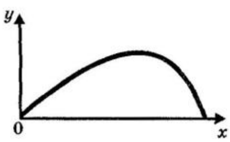


Рис. 9-1

Если тело, брошенное под углом к горизонту, испытывает сопротивление внешней среды, например, воздуха, то его движение вдоль оси OX уже не будет равномерным, а будет происходить с замедлением, поэтому к такому случаю уравнение равномерного движения применять нельзя. Движение вверх вдоль оси OY при этом будет происходить не с ускорением свободного падения, а с иным ускорением, обусловленным, кроме притяжения планеты, еще и сопротивлением среды, из-за чего тело будет быстрее тормозить и, как следствие, поднимется на меньшую высоту. Траектория движения тела в этом случае уже не будет представлять собой параболу, а будет выглядеть примерно так, как показано на рис. 9-4. При составлении уравнения кинематики применительно к такому движению необходимо учитывать влияние сопротивления среды на его кинематические параметры.

10. РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ ПО ОКРУЖНОСТИ

Равномерным движением материальной точки по окружности называют движение, при котором за любые равные промежутки времени точка проходит дуги одинаковой длины.

Тело, принятое за материальную точку, движется по окружности равномерно, когда суммарное действие на него других тел постоянно по величине и направлено все время по радиусу к центру окружности. Например, камень, раскрученный в вертикальной плоскости на веревке, движется под действием силы натяжения веревки, направленной вдоль нее к руке, держащей веревку за другой конец, спутник движется вокруг Земли под действием притяжения Земли, которое действует на спутник по радиусу его траектории к центру Земли.

Быстроту движения тела по окружности характеризуют линейной скоростью $\vec{\upsilon}$, угловой скоростью $\vec{\omega}$, периодом T и частотой вращения ν (или n).

Линейная скорость (или просто скорость) $\vec{\upsilon}$ – это скорость, с которой тело движется по окружности. При равномерном движении по окружности вектор линейной скорости остается постоянным по модулю и направлен по касательной к окружности в каждой ее точке (рис. 10-1).

Модуль линейной скорости υ можно определить отношением длины дуги S ко времени t, за которое эта дуга пройдена,

$$\boxed{\upsilon = \frac{S}{t}} \tag{10.1}$$

Физический смысл линейной скорости: *линейная скорость равна длине дуги, пройденной телом за единицу времени при равномерном движении по окружности.*

Таким образом, модуль линейной скорости определяется при равномерном движении по окружности так же, как модуль скорости равномерного и прямолинейного движения. Но в отличие от прямолинейного движения, когда направление вектора скорости $\vec{\upsilon}$ остается неизменным в процессе движения, при движении по окружности вектор линейной скорости $\vec{\upsilon}$ все время изменяет свое направление, оставаясь перпендикулярным к радиусу этой окружности.

Угловая скорость равномерного движения по окружности равна отношению угла поворота радиуса, соединяющего движущееся тело с центром окружности, ко времени поворота.

$$\boxed{\omega = \frac{\varphi}{t}} \qquad (10.2)$$

Здесь φ – угол поворота радиуса R, t – время поворота.

Угловая скорость – векторная величина. Вектор угловой скорости сонаправлен с поступательным движением правого винта (буравчика), когда его головка вращается в направлении движения тела по окружности.

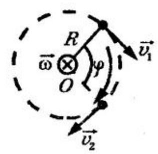


Рис. 10-1

На рис. 10-1 вектор угловой скорости $\vec{\omega}$ направлен за чертеж вдоль оси вращения, проходящей через точку O перпендикулярно плоскости чертежа. Символически такое направление изображается маленьким кружком с крестиком внутри $\otimes$ (мы как бы видим оперение стрелы, улетающей от нас за чертеж).

Вектор угловой скорости направлен от нас за чертеж, когда тело движется по часовой стрелке. Если же оно будет двигаться по окружности против часовой стрелки, то нетрудно убедиться с помощью правила буравчика, что при этом вектор угловой скорости будет направлен к нам от чертежа. В этом случае он изображается кружком с точкой внутри $\odot$ (мы как бы видим острие стрелы, летящей на нас).

Вектор, направление которого определяется правилом винта (буравчика), называется псевдовектором. Таким образом, вектор угловой скорости это псевдовектор.

Физический смысл угловой скорости: *угловая скорость равномерного движения по окружности равна углу поворота радиуса, соединяющего тело с центром окружности, за единицу времени.*

Единица измерения угловой скорости в СИ – *радиан в секунду (рад/с)*. Физический смысл этой единицы измерения: *1 рад/с – угловая скорость, при которой за каждую секунду радиус, соединяющий материальную точку с центром окружности, поворачивается на угол 1 рад.*

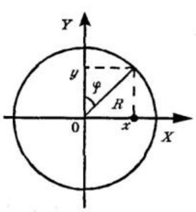


Рис. 10-2

Координаты точки M, движущейся равномерно по окружности в системе отсчета XOY (рис 10-2), будут изменяться со временем по закону синуса и косинуса: $x = R\sin\varphi$ и $y = R\cos\varphi$, где $\varphi = \omega t$ согласно (10.2). Поэтому $x = R\sin\omega t$ и $y = R\cos\omega t$.

Равномерное движение по окружности является периодическим, т. е. таким, при котором все положения тела через равные промежутки времени повторяются. Условие периодичности

$$x(t) = x(t + NT)$$

Здесь $x(t)$ – координата тела в момент времени t, N – число полных оборотов тела за время t, $x(t+NT)$ – координата тела через время NT, T – период.

Период T *равен отношению времени движения* t *ко всему числу оборотов* N*, сделанных за это время*:

$$\boxed{T = \frac{t}{N}} \qquad (10.4)$$

Физический смысл периода: *период это время, за которое тело совершает один полный оборот. При равномерном движении по окружности период – постоянная величина.*

Период – скалярная величина. Единица периода в СИ – секунда.

Условие периодичности (10.3) показывает, что через равное число периодов координата точки, движущейся равномерно по окружности, становится такой же, какой она была через время t от начала отсчета времени движения.

Частота вращения ν *равна отношению числа оборотов тела* N *ко времени* t*, за которое они совершены.*

$$\boxed{\nu = \frac{N}{t}} \quad (10.5)$$

Физический смысл частоты вращения: *частота вращения равна числу оборотов тела за единицу времени*.

Частота вращения – скалярная величина. Единица частоты вращения в СИ – 1 с$^{-1}$.

Физический смысл этой единицы: 1 с$^{-1}$ – *такая частота вращения, при которой за каждую секунду тело совершает один оборот*.

Сравнив две последние формулы, получим, что *период* и *частота – обратные величины*.

$$\boxed{\nu = \frac{1}{T}}, \quad \boxed{T = \frac{1}{\nu}} \quad (10.6)$$

Установим связь между угловой скоростью, периодом и частотой вращения. Если тело совершило один оборот, то по определению периода время $t = T$, а угол поворота радиуса $\varphi = 2\pi$. Тогда

$$\boxed{\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{2\pi}{T}} \quad (10.7)$$

Так как

$$\boxed{\nu = \frac{1}{T}}, \quad (10.8)$$

то

$$\boxed{\omega = 2\pi\nu} \quad (10.9)$$

Установим связь линейной скорости с периодом. Поскольку при равномерном движении по окружности

$$\boxed{\upsilon = \frac{S}{t}},$$

то, когда $t = T$, путь S равен длине окружности, т. е.

$$\boxed{S = 2\pi R}$$

тогда, согласно (10.8),

$$\boxed{\nu = \frac{2\pi R}{T}} \quad (10.10)$$

Так как $\nu = \dfrac{1}{T}$, то

$$\boxed{\upsilon = 2\pi R\nu} \quad (10.11)$$

или

$$\boxed{\upsilon = \omega R} \quad (10.12)$$

Формула (10.12) устанавливает связь угловой и линейной скоростей: *линейная скорость равна произведению угловой скорости и радиуса окружности, по которой движется тело*.

Пусть тело движется равномерно по окружности радиусом R. При этом направление вектора линейной скорости непрерывно изменяется. Пусть в точке m линейная скорость тела была $\vec{\upsilon}_0$, а в точке n она стала равна $\vec{\upsilon}$, причем модули, т. е. длины векторов $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$, не изменились (рис. 10-3).

Перенесем вектор $\vec{\upsilon}_0$ параллельно самому себе из точки m в точку n и соединим вектором $\Delta\vec{\upsilon}$ концы векторов $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$, направив вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ к концу вектора $\vec{\upsilon}$. Как известно из математики, вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ представляет собой векторную разность векторов $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{\upsilon}$ (рис. 10-3).

$$\boxed{\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon} - \vec{\upsilon}_0}$$

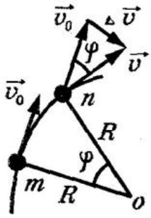


Рис. 10-3

Вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ характеризует изменение линейной скорости по направлению. При малых углах φ угол между векторами $\Delta\vec{\upsilon}$ и $\vec{\upsilon}$ будет близок к прямому и вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ будет перпендикулярен вектору $\vec{\upsilon}$. Но вектор $\vec{\upsilon}$, направленный по касательной к окружности, перпендикулярен радиусу окружности R, следовательно, вектор $\Delta\vec{\upsilon}$ направлен по радиусу к центру окружности.

Если скорость тела изменяется хотя бы по направлению, значит, оно движется с ускорением, которое всегда сонаправлено с вектором изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon}$, Следовательно, вектор ускорения при таком движении тоже направлен по радиусу к центру окружности, поэтому такое ускорение называется *центростремительным ускорением* $\vec{a}_{\ddot{o}}$ (или нормальным ускорением $\vec{a}_n$).

Центростремительное ускорение характеризует быстроту изменения линейной скорости только по направлению.

Как и всякое ускорение, центростремительное ускорение равно: $a_{\ddot{o}} = \dfrac{\Delta\upsilon}{\Delta t}$.

Поскольку при малых углах φ $\Delta\upsilon = \upsilon\varphi$, где $\varphi = \omega\Delta t$, то $\boxed{a_{\ddot{o}} = \dfrac{\upsilon\omega\Delta t}{\Delta t} = \upsilon\omega}$,

$$\boxed{a_{\ddot{o}} = \upsilon\omega} \qquad (10.13)$$

Центростремительное ускорение определяется произведением линейной и угловой скоростей.

Так как $\omega = \dfrac{\upsilon}{R}$, то
$$\boxed{a_{\ddot{o}} = \frac{\upsilon^2}{R}} \qquad (10.14)$$
или
$$\boxed{a_{\ddot{o}} = \omega^2 R} \qquad (10.15)$$

Центростремительное ускорение определяется отношением квадрата линейной скорости к радиусу окружности или произведением квадрата угловой скорости и радиуса окружности.

При равномерном движении материальной точки по окружности угловая скорость $\vec{\omega}$, частота вращения тела ν, период T, модули линейной скорости υ и центростремительного ускорения $a_{\ddot{o}}$ остаются постоянными, а увеличиваются с течением времени t угол поворота радиуса φ и число оборотов N.

11. РАВНОПЕРЕМЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ ПО ОКРУЖНОСТИ

Равнопеременным движением материальной точки по окружности называется движение, при котором за любые равные промежутки времени угловая скорость точки изменяется на одинаковую величину.

Очевидно, что при равнопеременном движении по окружности линейная скорость материальной точки тоже изменяется за любые равные промежутки времени на одинаковую величину, ведь линейная и угловая скорости связаны соотношением $\upsilon = \omega R$, а радиус окружности остается постоянным в течение всего времени движения.

Быстроту поворота радиуса R, соединяющего материальную точку, движущуюся по окружности, с центром окружности, характеризуют средней угловой скоростью ω_{cp}.

Средняя угловая скорость равна отношению угла поворота радиуса, соединяющего материальную точку с центром окружности, ко времени поворота:

$$\boxed{\omega_{cp} = \frac{\varphi}{e}} \qquad (11.1)$$

Здесь φ – угол, на который повернется радиус за время t.

Физический смысл средней угловой скорости: *средняя угловая скорость равна углу поворота радиуса, соединяющего материальную точку с центром окружности, за единицу времени.*

Единица средней угловой скорости ω_{cp} в СИ – радиан в секунду (рад/с). Её физический смысл раскрыт в п. 10.

Если в момент времени $t = 0$ начальная угловая скорость точки была равна ω_0, а через некоторый промежуток времени она стала равна ω, то, поскольку за каждую единицу времени угловая скорость изменялась на одинаковую величину, *средняя угловая скорость можно определить как среднее арифметическое начальной и конечной угловых скоростей*:

$$\boxed{\omega_{cp} = \frac{\omega_0 + \omega}{2}} \tag{11.2}$$

Здесь ω_0 и ω – мгновенные угловые скорости в начальный и конечный моменты времени.

Быстроту изменения угловой скорости характеризуют *угловым ускорением* $\vec{\varepsilon}$ (или $\vec{\beta}$).

Угловое ускорение материальной точки, движущейся равнопеременно по окружности, равно отношению изменения угловой скорости ко времени, за которое это изменение произошло:

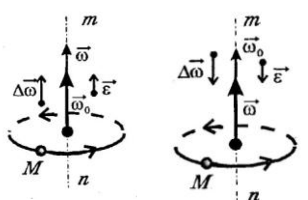
$$\boxed{\vec{\varepsilon} = \frac{\Delta\vec{\omega}}{t}} \quad (11.3) \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{\varepsilon} = \frac{\vec{\omega} - \vec{\omega}_0}{t}} \quad (11.4)$$

Здесь $\Delta\vec{\omega} = \vec{\omega} - \vec{\omega}_0$ – изменение угловой скорости, $\vec{\omega}_0$ – начальная угловая скорость, $\vec{\omega}$ – конечная угловая скорость, t – время изменения угловой скорости.

Физический смысл углового ускорения: *угловое ускорение при равнопеременном движении по окружности равно изменению угловой скорости за единицу времени.*

При равнопеременном движении по окружности угловое ускорение – постоянная величина.

Угловое ускорение – векторная величина. Вектор углового ускорения $\vec{\varepsilon}$ сонаправлен с вектором изменения угловой скорости $\Delta\vec{\omega}$.



а) б)

Рис. 11-1

На рис. 11-1, а материальная точка M вращается вокруг оси mn равноускоренно, поэтому конечная угловая скорость $\vec{\omega}$ больше начальной $\vec{\omega}_0$. При этом векторы угловых скоростей $\vec{\omega}_0$ и $\vec{\omega}$ направлены вдоль оси вращения mn вверх (согласно правилу правого винта), поэтому и вектор изменения угловой скорости $\Delta\vec{\omega}$ тоже направлен вверх. А поскольку вектор углового ускорения $\vec{\varepsilon}$ всегда сонаправлен с вектором изменения угловой скорости $\Delta\vec{\omega}$, то он тоже на рис. 11-1, а направлен вверх.

На рис. 11-1, б материальная точка вращается в прежнем направлении, но равнозамедленно, поэтому вектор конечной угловой скорости $\vec{\omega}$ меньше, чем начальной $\vec{\omega}_0$.

В результате вектор изменения угловой скорости $\Delta\vec{\omega}$, который всегда равен разности конечной $\vec{\omega}_0$ и начальной $\vec{\omega}_0$ угловых скоростей, направлен вниз, а с ним сонаправлен и вектор углового ускорения $\vec{\varepsilon}$, поэтому на рис. 11-1, б вектор $\vec{\varepsilon}$ тоже направлен вниз.

Поскольку при равнопеременном движении по окружности векторы начальной $\vec{\omega}_0$ и конечной $\vec{\omega}_0$ угловых скоростей направлены вдоль одной и той же неподвижной оси вращения mn, то в формулах (11.3) и (11.4) можно перейти от векторных величин к скалярным:

$$\boxed{\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{t}} \quad (11.5) \quad \text{или} \quad \boxed{\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t}} \quad (11.6)$$

Единица углового ускорения в СИ – радиан на секунду в квадрате ($ðàä/ñ^2$).

Физический смысл рад/с^2: 1 рад/с^2 – *угловое ускорение, при котором за каждую секунду угловая скорость материальной точки изменяется на* 1 рад/с.

Поскольку с изменением угловой скорости со изменяется и частота вращения ν, то быстрота вращения материальной точки вокруг некоторой оси вращения может быть охарактеризована средней частотой вращения ν_{cp}: *средняя частота вращения* ν_{cp} *определяется отношением числа полных оборотов точки* N *ко времени* t, *за которое они совершены*,

$$\boxed{\nu_{cp} = \frac{N}{t}} \tag{11.7}$$

Поскольку $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\omega = 2\pi\nu$ и $\omega_{cp} = 2\pi\nu_{cp}$, то, подставив эти соотношения в формулу (11.2), получим: $2\pi\nu_{cp} = \frac{2\pi\nu_0 + 2\pi\nu}{2}$, $2\pi\nu_{cp} = \frac{2\pi(\nu_0 + \nu)}{2}$ и

$$\nu_{cp} = \frac{\nu_0 + \nu}{2} \tag{11.8}$$

Средняя частота вращения ν_{cp} равна среднему арифметическому начальной ν_0 и конечной ν частот при равнопеременном движении материальной точки по окружности.

Из (11.1) имеем: $\varphi = \omega_{cp} t$, где согласно (11.2) $\omega_{cp} = \frac{\omega_0 + \omega}{2}$, поэтому $\varphi = \frac{\omega_0 + \omega}{2} t$ (11.9)

Из (11.6) $t = \frac{\omega - \omega_0}{\varepsilon}$ и тогда $\varphi = \frac{\omega_0 + \omega}{2} \cdot \frac{\omega - \omega_0}{2} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\varepsilon\varphi}$, откуда

$$\boxed{\omega^2 - \omega_0^2 = 2\varepsilon\varphi} \tag{11.10}$$

Если из формулы (11.6) выразить ω: $\omega - \omega_0 = \varepsilon t$, откуда

$$\boxed{\omega = \omega_0 + \varepsilon t} \tag{11.11}$$

и подставить выражение (11.11) в формулу (11.9), то мы установим связь угла φ с начальной угловой скоростью ω_0, угловым ускорением ε и временем t:

$$\varphi = \frac{\omega_0 + \omega_0 + \varepsilon t}{2} t = \frac{2\omega_0 t}{2} + \frac{\varepsilon t^2}{2},$$

$$\boxed{\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}} \tag{11.12}$$

Угол φ можно связать с числом оборотов N соотношением

$$\boxed{\varphi = 2\pi N}$$

В случае равнозамедленного движения перед угловым ускорением ε в формулах (11.10) – (11.12) ставят минус.

12. ПЕРЕМЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ ПО ОКРУЖНОСТИ. ПОЛНОЕ УСКОРЕНИЕ ПРИ КРИВОЛИНЕЙНОМ ДВИЖЕНИИ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

Пусть материальная точка движется по окружности с переменным угловым ускорением. При этом быстрота поворота радиуса, соединяющего ее с центром окружности, характеризуется средней $\omega_{ñð}$ и мгновенной ω угловыми скоростями. *Средняя угловая скорость при движении с переменным угловым ускорением определяется так же, как и при равнопеременном движении, отношением угла поворота радиуса φ ко времени поворота t*,

$$\boxed{\omega_{cp} = \frac{\varphi}{t}} \tag{12.1}$$

Однако при переменном угловом ускорении определять среднюю угловую скорость как среднее арифметическое начальной и конечной угловых скоростей, т. е. по формуле (11.2), нельзя, поскольку за любые равные промежутки времени угловая скорость изменяется теперь произвольно.

Мгновенная угловая скорость при переменном движении материальной точки по окружности определяется пределом отношения угла поворота радиуса $\Delta\varphi$, соединяющего точку с центром окружности, к промежутку времени Δt, за которое этот поворот произошел, при стремлении этого промежутка к нулю,

Угловая скорость равна первой производной угла поворота радиуса, соединяющего материальную точку с центром окружности, по времени.

Угловое ускорение есть предел отношения изменения угловой скорости $\Delta\omega$ ко времени Δt, за которое изменение произошло, при стремлении этого промежутка времени к нулю,

$$\boxed{\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}} \quad (12.2) \quad \text{или} \quad \boxed{\omega = \varphi'} \quad (12.3)$$

Угловая скорость равна первой производной угла поворота радиуса, соединяющего материальную точку с центром окружности, по времени.

Угловое ускорение есть предел отношения изменения угловой скорости $\Delta\omega$ *ко времени* Δt, *зо которое изменение произошло, при стремлении этого промежутка времени к нулю,*

$$\boxed{\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}} \quad (12.4) \quad \text{или} \quad \boxed{\varepsilon = \omega'} \quad (12.5)$$

Угловое *ускорение равно первой производной угловой скорости по времени.*

Если известна зависимость угловой скорости от времени, то угол поворота φ за время t можно определить операцией интегрирования:

$$\boxed{\varphi = \int_0^t \omega dt} \quad (12.6)$$

Если к моменту $t = 0$ радиус уже повернулся на угол φ_0 то формула (12.6) примет вид:

$$\boxed{\varphi = \varphi_0 + \int_0^t \omega dt}$$

Если известна зависимость углового ускорения от времени t то угловую скорость ω при начальной угловой скорости ω_0 тоже можно определить интегрированием

$$\boxed{\omega = \omega_0 + \int_0^t \varepsilon dt} \quad (12.7)$$

Сравнив формулы, приведенные выше, с формулами переменного прямолинейного движения, мы можем установить аналогию между ними:

Прямолинейное	*По окружности*
$\upsilon = \frac{dS}{dt}$	$\omega = \frac{d\varphi}{dt}$
$S = \int \upsilon dt$	$\varphi = \int \omega dt$
$a = \frac{d\upsilon}{dt}$	$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$
$\upsilon = \upsilon_0 + \int_0^t a dt$	$\omega = \omega_0 + \int_0^t \varepsilon dt$

Движение по окружности является частным случаем криволинейного движения, когда радиус кривизны остается постоянным по величине и центр кривизны располагается в одной точке.

При переменном криволинейном движении вместе с угловой скоростью изменяется и линейная скорость, как по величине, так и по направлению.

Быстрота изменения линейной скорости по величине характеризуется тангенциальным ускорением a_τ, *т. е. направленным по касательной к траектории.*

Тангенциальное ускорение a_τ *определяется пределом отношения изменения модуля линейной скорости* $\Delta\upsilon$ *к промежутку времени* Δt, *за которое изменение произошло, при стремлении этого промежутка к нулю*:

$$\boxed{a_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \upsilon}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt}} \quad (12.8)$$

или

$$\boxed{a_\tau = \upsilon'} \quad (12.9)$$

Тангенциальное ускорение равно первой производной модуля линейной скорости по времени.

Вектор тангенциального ускорения $\vec{a}_\tau$ *сонаправлен с вектором линейной скорости* $\vec{\upsilon}$ *, т.е. направлен по касательной к траектории* (рис. 12-1).

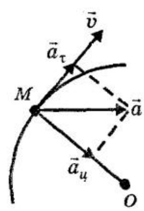


Рис. 12-1

Как показано в п. 10, *быстрота изменения линейной скорости по направлению характеризуется центростремительным ускорением* $\vec{a}_ц$. *Центростремительное ускорение направлено по радиусу к центру кривизны* O (рис 12-1) перпендикулярно линейной скорости $\vec{\upsilon}$, поскольку радиус всегда перпендикулярен к касательной. Значит, векторы $\vec{a}_\tau$ и $\vec{a}_ц$ перпендикулярны друг другу. Центростремительное ускорение $\vec{a}_ц$ в учебниках по физике высшей школы часто называют нормальным ускорением и обозначают $\vec{a}_n$.

Формулы центростремительного ускорения, как показано в п. 10, имеют вид:

$$a_ц = \upsilon\omega, \quad a_ц = \frac{\upsilon^2}{R} \quad \text{или} \quad a_ц = \omega^2 R$$

Величина, характеризующая быстроту изменения линейной скорости как по величине, так и по направлению, называется полным ускорением $\vec{a}$ при переменном криволинейном движении. Полное ускорение равно векторной сумме тангенциального и центростремительного ускорений,

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_ц .$$

Поскольку угол между векторами $\vec{a}_{\ddot{o}}$ и $\vec{a}_\tau$ прямой, модуль полного ускорения $\vec{a}$ можно определить через модули центростремительного и тангенциального ускорений по теореме Пифагора (рис. 12-1):

$$\boxed{a = \sqrt{a_{\ddot{o}}^2 + a_\tau^2}} \qquad (12.10)$$

Установим связь тангенциального ускорения a_τ с угловым ускорением ε. По определению

$$a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt},$$

где линейная скорость υ связана с угловой скоростью ω формулой $\upsilon = \omega R$.

Тогда $a_\tau = \dfrac{d(\omega R)}{dt} = R\dfrac{d\omega}{dt}$, когда радиус R – постоянная величина. Но согласно (12.4) $\dfrac{d\omega}{dt} = \varepsilon$, поэтому

$$\boxed{a_\tau = \varepsilon R} \qquad (12.11)$$

Тангенциальное ускорение равно произведению углового ускорения и радиуса кривизны траектории,

Все приведенные выше формулы применимы к движению материальной точки по окружности и к движению точек вращающегося твердого тела в общем случае. Если угловое ускорение постоянно, то из них можно получить все уравнения равнопеременного движения по окружности, а если постоянна угловая скорость, то и формулы равномерного движения.

ОСНОВА КЛАССИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ

Динамика – часть механики, в которой изучается движение тел с учетом причин, влияющих на характер их движения (по греч. dunamis – сила).

Основная (прямая) задача динамики состоит в том, чтобы, зная действующие на тело силы, а также начальные и граничные условия, установить законы его движения, т. е. записать уравнение движения. Пример такой задачи: по величине и направлению скорости снаряда в момент его вылета из ствола (т. е. по известным начальным условиям) и действующим на снаряд при его движении силам – силе тяжести, аэродинамической силе и др. – определить траекторию полета снаряда, дальность его полета и время подлета к цели.

Обратная задача динамики состоит в том, чтобы, зная уравнения движения тела, определить действующие на него силы. В технике такие задачи возникают, например, при определении усилий в движущихся частях машин и механизмов, когда законы их движения известны. В военном деле их решают, когда, например, необходимо определить силу взрывной волны, если известны законы движения осколков, и т. п.

Границы применимости классической динамики: законы классической динамики применимы к любым телам, кроме атомов и элементарных частиц, движущихся со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света в вакууме.

ДИНАМИКА ПОСТУПАТЕЛЬНОГОДВИЖЕНИЯ

Поступательным движением называют движение твердого тела, при котором прямая, соединяющая две его любые точки, перемещается, оставаясь все время параллельной самой себе. При этом все точки тела описывают одинаковые траектории и имеют одинаковые скорости и ускорения.

Примером поступательного движения может служить полет стрелы, движение пилы и др.

Основными параметрами, т. е. величинами, определяющими характер движения тела, в динамике поступательного движения являются масса, импульс и сила.

13. МАССА. ЦЕНТР МАСС

Разные тела под действием одной и той же силы приобретают разные ускорения, потому что они обладают различной инертностью. Инертность тела состоит в том, что для изменения его скорости требуется время. Мерой инертных свойств тел является их масса.

Каждое тело способно притягивать к себе другие тела, т. е. каждое тело обладает гравитационными свойствами. Мерой гравитационных свойств тел также является их масса.

Масса – это количественная мера инертных и гравитационных свойств тел.

Понятие массы впервые было введено в науку Ньютоном, до него масса отождествлялась с весом. Масса – латинское слово, в переводе на русский язык оно означает «глыба». Ньютон определил массу как количество вещества, содержавшегося в теле. Определение Ньютона лишь частично справедливо в том смысле, что масса двух одинаковых тел при одинаковой скорости вдвое больше массы одного из них. Как и другие физические понятия, понятие массы может раскрываться лишь с учетом всех ее свойств и проявлений.

Инертная и гравитационная массы одного и того же тела определяются разными способами, поэтому представляют собой разные понятия. Однако опыт показывает, что инертная и гравитационная массы всегда численно равны, хотя теоретически еще никто этого не обосновал. Равенство инертной и гравитационной масс является фундаментальным законом природы. Этот закон носит название *принципа эквивалентности*.

Принцип эквивалентности: *масса инертная равна массе гравитационной*.

Первым рассмотрел вопрос о соотношении инертной и гравитационной масс русский ученый М. Ломоносов в 1757 г. Отечественные ученые подтвердили принцип эквивалентности в 1971 г. с очень высокой степенью точности.

Масса – скалярная величина. Масса обладает свойством аддитивности. *Аддитивность массы состоит в том, что масса системы тел всегда равна сумме масс каждого тела в отдельности*:

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + ... + m_N = \sum_{i=1}^{N} m_i .$$

Здесь m – масса системы тел, m_1, m_2, m_3, …, m_N – массы отдельных тел системы, $\sum_{i=1}^{N} m_i$ – знак суммы масс от первой до N -ой, m_i – масса 1-го тела.

Единицей массы в СИ является килограмм (кг). Это основная единица СИ. Эталоном 1 кг служит цилиндр из сплава платины и иридия, высота и диаметр которого равны 39 мм. Масса такого цилиндра равна 1 кг. Он хранится в городе Севре близ Парижа в Международной палате мер и весов.

Измеряют массу с помощью рычажных весов. На одну чашу весов кладут тело, массу которого требуется определить, а на другую – какой-либо эталон массы, например, гирю. Когда масса гири равна массе тела, весы уравновешены. По массе гири, которая на ней указана, определяют массу тела.

Опыт показывает, что массы двух взаимодействующих тел m_1 и m_2 обратно пропорциональны модулям возникших при этом ускорений a_1 и a_2:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_1}{a_2}.$$

Следовательно, массу тела m можно определить, если известна масса эталона $m_{ЭТ}$, ускорения тела a и эталона $a_{ЭТ}$, приобретаемые ими при взаимодействии, по формуле

$$m = m_{ЭТ} \frac{a_{ЭТ}}{a}.$$

В классической механике масса тела не зависит от его скорости. Это положение справедливо при скоростях, несравненно меньших скорости света в вакууме.

Массой обладают оба вида материи: и вещество, и поле.

Каждое тело или система тел обладает центром масс. *Центром масс называется точка, положение которой характеризует распределение массы в теле. При движении твердого тела его центр масс движется так же, как двигалась бы материальная точка с массой, равной массе тела, под действием всех сил, приложенных к телу*. Это положение называется теоремой о движении центра масс. Центр масс может находиться как внутри, так и вне тела (например, у кольца центр масс располагается вне кольца – в центре окружности, образуемой кольцом).

14. ПЛОТНОСТЬ. КОНЦЕНТРАЦИЯ ЧАСТИЦ

Наш мир состоит из разнообразных физических тел. Обладая одинаковой формой и размерами, они могут иметь равную массу, так как состоят из разных веществ и поэтому их плотность различна.

Плотность ρ определяется отношением массы тела m к его объему V,

$$\boxed{\rho = \frac{m}{V}} \qquad (14.0)$$

Физический смысл плотности: *плотность равна массе каждой единицы объема тела*. При этом тело должно быть однородно, т. е. по всему его объему плотность должна быть одинакова.

Плотность – скалярная величина.

Единица плотности в СИ – килограмм на метр в кубе кг/м^3. Физический смысл этой единицы: 1 кг/м^3– это плотность такого вещества, каждый кубический метр которого имеет массу 1 кг.

Иногда используется внесистемная единица измерения плотности: 1 г/м^3: $1\ \frac{\text{г}}{\text{см}^3} = \frac{10^{-3}}{10^{-6}} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = 1 \cdot 10^3\ \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Пусть однородное тело объемом V имеет массу m и состоит из N частиц. Пусть масса каждой частицы $m_м$. Тогда масса этого тела равна:

$$\boxed{m = m_м N} \qquad (14.1)$$

а плотность по определению равна:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m_м N}{V}.$$

Обозначим $\boxed{n = \frac{N}{V}}$ концентрацию частиц. (14.2)

Концентрация частиц равна отношению их числа в некотором объеме к величине этого объема.

Физический смысл *концентрации: концентрация частиц равна их числу в каждой единице объема тела*.

Концентрация – скалярная величина.

Единица концентрации в СИ – *метр в минус третьей степени* (м$^{-3}$). Физический смысл этой единицы: м$^{-3}$ – *это концентрация, при которой в каждом кубическом метре содержится только одна частица*.

Подставим (14.1) в (14.0):

$$\rho = \frac{m_i N}{V}$$

или с учетом (14.2)

$$\boxed{\rho = m_i n}$$

Плотность однородного тела равна произведению массы одной частицы, из которых оно состоит, на их концентрацию в теле.

Плотность дистиллированной воды при 0°С равна 1000 кг/м^3. Это значит, что каждый кубический метр воды имеет массу 1000 кг или 1 т.

Плотность зависит от вещества и его агрегатного состояния, а также от температуры тела. С изменением температуры меняется объем тела, тогда как масса остается прежней, поэтому плотность тоже меняется. Плотность газов зависит также от их давления.

Составлены специальные таблицы, в которых приведены плотности различных жидких и твердых веществ при 0°С. Они имеются в задачниках и справочниках.

15. ИМПУЛЬС ТЕЛА

Важнейшей мерой поступательного движения тела является его импульс, или количество движения.

Импульс тела $\vec{p}$ *равен произведению массы тела и его скорости*:

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

Импульс – векторная величина. Вектор импульса тела сонаправлен с вектором его скорости.

Единица измерения импульса в СИ – килограмм на метр, деленный на секунду (кг·м/с).

Физический смысл этой единицы: 1 кг·м/с – *импульс тела массой* 1 кг, *движущегося со скоростью* 1 м/с.

Импульс – аддитивная величина. Импульс механической системы, состоящей из N тел, равен векторной сумме импульсов всех тел, составляющих эту систему:

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 + ... + \vec{p}_N = \sum_{i=1}^{N} \vec{p}_i \sum_{i=1}^{N} m_i\vec{\upsilon}_i \, .$$

Здесь $\sum\limits_{i=1}^{N}$ – знак суммы импульсов от первого до N-го.

Импульс системы тел равен произведению массы этой системы M *и скорости ее центра масс* $\vec{\upsilon}_c$:

$$\vec{p} = M\vec{\upsilon}_c = \vec{\upsilon}_c \sum_{i=1}^{N} m_i \, .$$

Здесь $M = \sum\limits_{i=1}^{N} m_i$, где m_i – масса i-го тела.

Импульс тела равен векторной сумме импульсов частей, из которых оно состоит.

Опыт и расчеты показывают, что силы, действующие внутри системы тел (внутренние силы), не в состоянии изменить импульс системы, но могут изменить импульс отдельных тел, входящих в эту систему. Чтобы изменить импульс всей системы, необходимо действие на нее внешних сил (см. п. 30).

16. СИЛА. ВИДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПРИРОДЕ

Понятие силы является важнейшим в динамике, поскольку всякое взаимодействие тел проявляется в действии на эти тела сил.

Сила – это количественная мера взаимодействия тел, в результате которого они изменяют состояние движения или деформируются.

Действие сил может иметь место как при непосредственном контакте тел, так и через посредство окружающих эти тела полей (гравитационных, электромагнитных и др.).

Сила – векторная величина. Вектор силы сонаправлен с вектором ускорения, которое приобретает тело под действием этой силы.

Сила $\vec{F}$ *равна произведению массы тела* m *и ускорения* $\vec{a}$, *полученного телом под действием этой силы*:

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

Единицей силы в СИ является ньютон (Н). Физический смысл ньютона: 1 Н – *это сила, под действием которой тело массой* 1 кг *приобретает ускорение* 1 м/с^2,

$$\boxed{1\ \text{Н} = 1\ \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}}$$

В каждый момент времени сила характеризуется численным значением, направлением в пространстве, точкой приложения к телу (точка O на рис. 16-1), линией действия mn и природой физического взаимодействия.

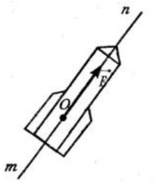


Рис. 16-1

Линией действия силы называется прямая, вдоль которой действует эта сила.

Если тело абсолютно твердое, то точкой приложения силы может служить любая точка на линии ее действия, так как перенос вектора силы, действующей на твердое тело, вдоль линии ее действия не изменяет состояния движения этого тела.

Понятие силы всегда относится к двум телам, т. е. одно тело всегда действует силой на другое тело. Например, сила тяги локомотива приложена через сцепку к первому вагону, а со стороны этого вагона сила натяжения посредством сцепки действует на второй вагон, и т. д.

Две силы называются уравновешивающими друг друга, если они приложены к одному и тому же телу, равны друг другу по модулю и противоположны по направлению. Уравновешивающие силы не могут изменить состояние движения или покоя тела.

Прибор для измерения силы называется *динамометром* (рис. 16-2).

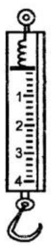


Рис. 16-2

Основной частью динамометра является упругая пружина, изменение длины которой пропорционально приложенной к ней силе. Один конец пружины крепится неподвижно к корпусу прибора, а к другому прикреплен крючок, на который с некоторой силой действует тело. При этом пружина изменяет длину и прикрепленный к ней указатель перемещается по шкале, проградуированной в единицах силы.

Все разнообразные силы природы в современной физике разделяют на 4 независимых вида сил: *гравитационные, электромагнитные, ядерные и слабые взаимодействия*.

Гравитационные силы (или силы тяготения) обусловлены наличием у тел масс. При гравитационном взаимодействии тел переносчиком гравитационных сил, является гравитационное поле, посредством которого тела взаимодействуют на любых расстояниях. Физическая природа гравитационного поля до сих пор не установлена. Предполагается, что носителями гравитации являются элементарные частицы – гравитоны, но их существование до сих пор не доказано. Гравитационные силы являются центральными силами, т. е. силами, линии действия которых проходят через одну и ту же точку при любом положении тел в гравитационном поле. Теория движения тел под действием гравитационных сил имеет важное практическое применение при расчете движения космических летательных аппаратов, искусственных спутников и т. д.

Электромагнитные силы действуют между электрически заряженными частицами. Они также являются центральными и по величине значительно превосходят гравитационные. Электромагнитные силы действуют на тела посредством электромагнитных полей, носителями которых являются элементарные частицы – фотоны.

Ядерные силы действуют между нуклонами ядра (протонами и нейтронами). Это самые мощные силы природы. Они в сотни раз больше электромагнитных и в 10^{15} раз превосходят гравитационные. Однако проявляются они на чрезвычайно малых расстояниях, порядка $10^{-14} - 10^{-15}$ м, поэтому их называют великаном с короткими ручками. Уже на расстоянии порядка 10^{-12} м, т. е. в 100 меньших размеров атома, ядерные силы равны 0. Ядерные силы не являются центральными, т. е. их линия действия не проходит через одну и ту же точку.

Слабые взаимодействия определяют взаимные превращения элементарных частиц микромира. Они действуют на еще меньших расстояниях, чем ядерные. Слабые взаимодействия меньше электромагнитных и ядерных, но по величине превосходят гравитационные. Слабые взаимодействия, как и ядерные, не являются центральными.

Природа ядерных и слабых взаимодействий окончательно не установлена.

Наиболее разнообразными являются электромагнитные силы. Силы, упругости, силы давления, силы натяжения, силы трения, силы сопротивления и др. – все это разнообразные виды электромагнитных сил.

В динамике рассматривается действие на тела электромагнитных и гравитационных сил.

17. СИЛЫ ТРЕНИЯ. ЗАКОНЫ СУХОГО ТРЕНИЯ

Силы трения – это силы, возникающие при соприкосновении тел и действующие вдоль соприкасающихся поверхностей, препятствуя относительному перемещению тел.

Каждая поверхность, какой бы гладкой она ни была, всегда имеет шероховатости, т. е. крошечные выступы и впадинки, хорошо заметные в микроскоп. При соприкосновении тел выступы одного тела попадают во впадины другого, в результате чего тела как бы сцепляются. При попытке сдвинуть тела относительно друг друга неровности их поверхностей начинают деформироваться и в них возникают силы упругости, препятствующие деформациям. Суммарная сила, возникающая при деформации всех неровностей поверхностей трущихся тел и является силой трения. Следовательно, сила трения, как и сила упругости, является электромагнитной силой.

Сила трения, возникающая при относительном покое соприкасающихся тел, называется силой трения покоя. Она по модулю равна внешней силе и направлена противоположно ей, т. е. сила трения покоя уравновешивает внешнюю силу.

Если на тело в состоянии покоя давить силой $F_{давл}$, перпендикулярной площади опоры тела, то максимальная сила трения покоя $F_{тр}$ будет по модулю прямо пропорциональна силе $F_{давл}$, которую называют силой давления,

$$\boxed{F_{тр} = kF_{давл}} \qquad (17.1)$$

Здесь k (или μ) – коэффициент трения. При этом сила давления $F_{давл}$ равна по модулю силе реакции поры F_N, поэтому

$$\boxed{F_{тр} = kF_N}$$

При увеличении внешней силы сила трения покоя возрастает вместе с ней. Поскольку неровности поверхностей соприкасающихся тел имеют ограниченную твердость, то при некоторой внешней силе сила трения покоя достигнет предельной величины, после чего начинается разрушение этих неровностей, тело приобретает ускорение и возникает относительное движение трущихся тел по поверхностям друг друга.

Сила трения, действующая на тела в процессе их скольжения по поверхностям друг друга, называется силой трения скольжения.

Сила трения скольжения $F_{ск}$ примерно равна максимальной силе трения покоя $F_{тр\ max\ пок}$ (она лишь чуть-чуть меньше ее) при небольших скоростях и установившемся движении (рис. 17-1),

$$F_{тр\ max\ пок} = F_{тр\ ск},$$

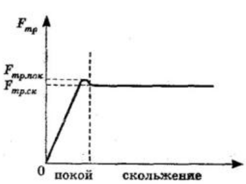


Рис. 17-1

В процессе скольжения тел по поверхностям друг друга одни неровности поверхностей разрушаются, вместо них возникают другие, которые затем тоже разрушаются, и т. д., поэтому трущиеся поверхности изнашиваются.

Чем сильнее соприкасающиеся тела давят друг на друга, тем глубже выступы поверхности одного тела заходят во впадины другого, и следовательно, тем больше как сила трения покоя, так и сила трения скольжения.

Сила трения скольжения прямо пропорциональна силе давления тел друг на друга.

Формула силы трения скольжения:

$$\boxed{F_{тр\ ск} = kF_{давл}} \quad \text{или} \quad \boxed{F_{тр\ ск} = kF_N} \qquad (17.2)$$

где F_N – сила реакции опоры.

Безразмерный коэффициент трения k в формулах (17.1) и (17.2) – скалярная величина. Коэффициент трения зависит от материала трущихся тел и от качества обработки их поверхностей. Наличие смазки уменьшает коэффициент трения. Как правило, коэффициент трения меньше 1. Для двух данных тел k покоя немного больше k скольжения, поэтому тело сдвинуть с места труднее, чем двигать его потом.

Сила трения не имеет определенной точки приложения к телу. В этом состоит ее отличие от других сил. Ведь она представляет собой сумму микроскопических сил упругости, приложенных ко всем неровностям поверхностей трущихся тел.

Сила трения направлена по касательной к поверхностям трущихся тел так, чтобы препятствовать смещению тел относительно друг друга. Она может быть как сонаправлена перемещению тела, так и антинаправлена ему.

Например, при движении со скоростью $\vec{\upsilon}_1$ тела 1 по поверхности тела 2 , тоже движущегося со скоростью $\vec{\upsilon}_2 > \vec{\upsilon}_1$ сила трения $\vec{F}_{тр1}$, приложенная к поверхности тела 1, соприкасающейся с поверхностью тела 2, сонаправлена с перемещением тела 1 (рис. 17-2), а сила трения $\vec{F}_{тр2}$, приложенная к поверхности тела 2, соприкасающейся с телом 1, антинаправлена перемещению тела 2.

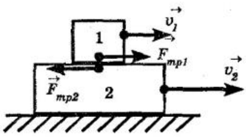


Рис. 17-2

Следовательно, силы трения могут не только тормозить, но и ускорять движущиеся тела. При движении автомобиля силы трения, действующие на ведущие колеса, направлены в сторону его движения и таким образом увеличивают скорость автомобиля, а силы трения, действующие на ведомые колеса, тормозят его, так как антинаправлены перемещению автомобиля.

Сила трения скольжения зависит от относительной скорости движения соприкасающихся тел сложным образом. Эта зависимость для каждой пары тел устанавливается экспериментально и выглядит примерно так, как показано на рис. 17-3.

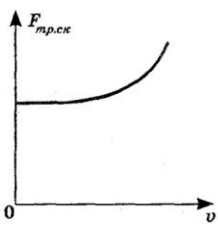


Рис. 17-3

В процессе трения механическая энергия тел рассеивается, превращаясь частично или полностью во внутреннюю энергию трущихся тел, вследствие чего тела при трении нагреваются.

Роль сил трения в природе и технике очень велика. Если бы не было сил трения, то тела не могли бы двигаться по поверхности друг друга (за исключением реактивного движения). Всякий знает, как трудно двигаться по скользкому льду. Его для того и посыпают песком, чтобы увеличить силу трения между льдом и подошвами идущих людей. Без трения мы не могли бы взять в руки ни один предмет – все они выскальзывали бы из рук.

В ряде случаев требуется уменьшить силу трения, чтобы меньше изнашивались поверхности деталей в процессе их работы. Для этого применяют особые самосмазывающиеся (антифрикционные) материалы, наносят на трущиеся поверхности полимерные композиции, заменяют трение скольжения трением качения, поскольку силы трения качения меньше сил трения скольжения.

Трение никогда не исчезнет, как бы мы ни зачищали поверхности трущихся тел. С уменьшением неровностей на их поверхностях возрастают силы межмолекулярного взаимодействия, поэтому очень гладкие поверхности как бы слипаются.

18. ЗАКОНЫ ТРЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ И ГАЗАХ

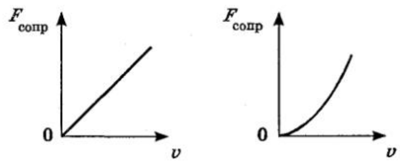
Когда твердое тело движется в жидкости или газе, возникает сила сопротивления, подобная силе трения скольжения. Эта сила обусловлена взаимодействием молекул жидкости или газа с молекулами поверхности движущегося тела, т. е. тоже имеет электромагнитное происхождение. *Сила сопротивления при движении тела в жидкости называется силой жидкого трения или вязкой силой*. Вязкая сила значительно меньше силы сухого трения, поэтому скорость движущегося в жидкости тела изменить гораздо легче, чем при его скольжении по поверхности другого твердого тела, т. е. при сухом трении. Сила трения покоя в жидкости и газе отсутствует. Достаточно подействовать небольшой силой на тело в жидкости или газе, как оно сразу придет в движение.

Рис. 18-1

Сила сопротивления движению тела в жидкости или газе зависит от вязких свойств среды, относительной скорости тела и среды, от размеров и формы тела и состояния его поверхности. Для уменьшения силы сопротивлению в жидкости или газе телу придают обтекаемую сигарообразную форму.

При движении такого тела в жидкости или газе линии тока среды плавно огибают поверхность тела и позади него не образуется завихрений. Если же в жидкости движется тело, форма которого не обтекаема, например, напоминает полусферу, то позади такого тела образуются завихрения (рис. 18-1), в которых скорость движения частиц жидкости или газа больше, чем перед телом или сбоку от него. А там, где скорость движения жидкости или газа больше, давление меньше. Вот и получается, что впереди такого тела жидкость или газ давит сильнее, чем позади, из-за чего возникает дополнительная сила сопротивления, мешающая телу двигаться.

Поэтому парашютам для увеличения силы сопротивления при спуске и гашения скорости придают форму полусферы.



а) б)

Рис. 18-2

При малых скоростях тела сила сопротивления возрастает прямо пропорционально скорости (рис. 18-2, а)

$$F_{сопр} = k\upsilon,$$

а при больших скоростях она возрастает прямо пропорционально квадрату скорости тела (рис. 18-2, б). Здесь зависимость силы сопротивления от скорости параболическая:

$$F_{сопр} = k\upsilon^2.$$

Это связано с тем, что коэффициент силы сопротивления k сам зависит от скорости тела υ.

При малых скоростях в вязких средах коэффициент трения к прямо пропорционален скорости тела (отрезок 1-2, рис. 18-3) и может быть определен по формуле

$$k = r\upsilon \qquad (18.1)$$

Здесь r – некоторая константа, характерная для вязкой среды и данного тела.

При малой скорости движения υ шарика радиусом R в вязкой жидкости выполняется закон Стокса:

$$\boxed{F_{сопр} = 6kR\upsilon} \qquad (18.2)$$

где k – коэффициент вязкости жидкости.

При больших скоростях в вязкой среде коэффициент сопротивления пропорционален уже квадрату скорости тела (участок 2–3, рис. 18-3),

$$k = r\upsilon^2.$$

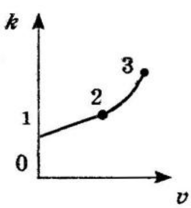


Рис. 18-3

Как следует из формул (18.1) и (18.2) коэффициент сопротивления уже не является безразмерной величиной, как при сухом трении. *При малых скоростях единица коэффициента сопротивления в СИ* – Н·с/м, *а при больших* – Н·с^2/м^2.

Коэффициент сопротивления зависит от скорости тела, вязкости среды, формы и размеров тела и состояния его поверхности.

Полезно знать, что при падении тела в воздухе сила сопротивления практически сразу возрастает прямо пропорционально квадрату его скорости.

Направлена сила сопротивления при движении тела в жидкости или газе, как и в случае сухого трения, противоположно относительной скорости тела. Например, придвижении лодки по течению, если скорость лодки меньше скорости течения, то сила сопротивления, приложенная к лодке, сонаправлена со скоростью лодки, т. е. направлена в сторону ее перемещения, а сила сопротивления, приложенная со стороны бортов и дна лодки к соприкасающейся с лодкой воде, направлена против движения лодки. Если же скорость лодки больше скорости течения, то все наоборот.

19. УПРУГИЕ И ПЛАСТИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ. СИЛА УПРУГОСТИ. ЗАКОН ГУКА

Под действием силы тело может деформироваться, т. е. изменить свою форму и размеры. Деформации бывают упругие и пластические.

Упругой деформацией называют деформацию, при которой тело принимает прежние размеры и форму после прекращения действия деформирующей силы. Такая деформация возникает при соударении бильярдных шаров, при растяжении пружины динамометра и т. д.

Деформация, в результате которой тело сохраняет новую форму или размеры после прекращения действия на него деформирующей силы, называется пластической. Примером пластической деформации может служить изменение формы куска глины в руках скульптора.

В реальных телах упругие деформации всегда сочетаются с пластическими, но иногда преобладает один вид деформации над другим. Это зависит от свойств тела, величины деформирующей силы и времени ее действия на тело.

Как упругие, так и пластические, деформации бывают разных видов. Виды деформаций: сжатие, растяжение, сдвиг, изгиб, кручение.

При упругой деформации в теле возникают силы упругости, которые действуют только в процессе деформации. Как только она прекращается, силы упругости становятся равными нулю.

Под воздействием деформирующей силы одни части деформируемого тела приобретают ускорение по отношению к другим частям и начинают смещаться относительно них. При этом возрастают силы межмолекулярного взаимодействия в деформируемом слое, которые препятствуют деформации этого слоя. Суммарное действие этих сил и создает силу упругости. Межмолекулярные силы являются силами взаимодействия заряженных частиц, движущихся в атомах, поэтому силы упругости имеют электромагнитное происхождение.

Современник Ньютона английский физик Р.Гук экспериментально установил связь деформации тела x с силой упругости $F_{упр}$, возникающей в нем при упругой деформации.

Закон Гука: *сила упругости, возникающая в теле при упругой деформации, прямо пропорциональна деформации тела, взятой со знаком «минус»*,

$$\boxed{F_{упр} = -kx} \tag{19.1}$$

Знак «минус» в законе Гука свидетельствует о том, что сила упругости всегда направлена в сторону уменьшения деформации.

Коэффициент k в законе Гука называют *коэффициентом упругости, или жесткостью тела*.

Жесткость тела равна отношению модуля силы упругости к деформации тела,

$$k = \left|\frac{F_{упр}}{x}\right|,$$

Физический смысл жесткости: *жесткость равна силе упругости при единичной деформации тела*.

Жесткость – скалярная величина. Единица измерения жесткости в СИ – *ньютон на метр* (Н/м). Физический смысл этой единицы измерения: 1 Н/м – *жесткость такого тела, в котором при упругой деформации* 1 м *возникает сила упругости* 1 Н.

Величина жесткости зависит от вещества, из которого изготовлено деформируемое тело, от его размеров и формы.

На рис. 19-1 показана зависимость силы упругости $F_{упр}$ от деформации тела x, Точка O соответствует нулевой деформации. Слева от точки O на оси OX находится область отрицательных деформаций, что соответствует сжатию тела. Из графика следует, что при сжатии сила упругости $F_{упр}$ положительна. Справа от точки O на оси OX находится область положительных деформаций, при которых сила упругости $F_{упр}$ отрицательна в соответствии с законом Гука.

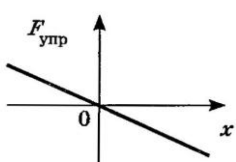


Рис. 19-1

Жесткость тела цилиндрической формы прямо пропорциональна площади его поперечного сечения 5 и обратно пропорциональна его первоначальной длине l_0,

$$\boxed{k = \frac{S}{l_0}E}$$

Величина E называется модулем упругости или модулем Юнга в честь английского ученого Т.Юнга, внесшего большой вклад в теорию упругости. Модуль Юнга является важной характеристикой упругих свойств веществ, так как она зависит только от вещества, из которого изготовлено тело, и не зависит от его размеров и формы. Модуль Юнга разных веществ можно найти в справочных материалах.

20. СЛОЖЕНИЕ СИЛ. РАЗЛОЖЕНИЕ СИЛЫ НА СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Если на тело действует несколько сил $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$, ..., $\vec{F}_N$, называемых *составляющими силами*, то их можно заменить одной силой $\vec{F}$, которая оказывает на тело такое же действие, что и составляющие. Силу $\vec{F}$ называют *равнодействующей силой*.

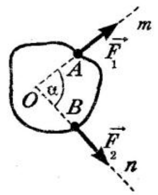


Рис. 20-1

Нахождение равнодействующей силы по данным составляющим силам называется сложением сил.

Опыт показывает, что силы действуют на тело независимо друг от друга. В этом состоит принцип независимости сил. При этом результат действия нескольких сил на тело аналогичен результату действия результирующей силы на это же тело. В этом состоит принцип суперпозиции сил.

Обобщение многочисленных экспериментов привело к выводу: *результирующая (равнодействующая) сила равна векторной сумме составляющих сил*,

$$\boxed{\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + ... + \vec{F}_N = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i}$$

Пусть на тело действуют две силы $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, приложенные к разным точкам тела A и B (рис. 20-1). Чтобы сложить эти силы, т. е. найти их равнодействующую, надо переместить их параллельно самим себе так, чтобы начала векторов сил $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ оказались в одной точке. Но при этом нужно помнить, что при параллельном переносе силы результат ее действия на тело может измениться. Например, если пропеллер одномоторного самолета перенести с его носа на крыло, то такой самолет, естественно, не полетит, хотя величина и направление действующей на него силы останутся прежними. Чтобы не допустить ошибки при решении подобных задач, нужно помнить, что изменять точку приложения силы можно только в абсолютно твердом теле и при этом вектор силы можно переносить только вдоль линии ее действия. Только при таком переносе вектора силы результат ее действия на твердое тело останется прежним.

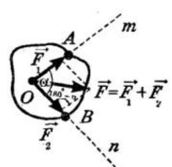


Рис. 20-2

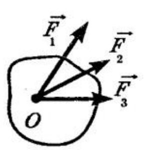


Рис. 20-3

Перенесем силы $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ в точку O вдоль их линий действия Om и On (рис. 20–2) и построим их равнодействующую. По правилу сложения векторов равнодействующая сила $\vec{F}$ представляет собой диагональ параллелограмма, построенного на составляющих силах $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ как на сторонах (рис. 20-3). Вектор силы $\vec{F}$ равен сумме векторов $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$:

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

Модуль равнодействующей силы найдем по теореме косинусов:

$$F = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 - 2F_1F_2\cos(180° - \alpha)} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos\alpha}.$$

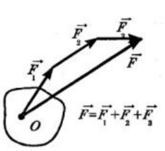


Рис. 20-4

Если на тело действует три (рис. 20-3) или более сил, то, определив равнодействующую двух любых из них, нужно сложить эту равнодействующую с третьей силой, пользуясь правилом параллелограмма. Затем равнодействующую трех сил сложить векторно с четвертой силой и т. д., пока не дойдете до последней.

Можно поступить иначе, перенося векторы второй, третьей и т. д. сил параллельно самим себе так, чтобы конец первого вектора силы $\vec{F}_1$ соединить с началом второго $\vec{F}_2$, конец второго – с началом третьего $\vec{F}_3$ (рис 20-4) и т. д., пока вектор $\vec{F}$ не замкнет начало первого вектора с концом последнего. Сила $\vec{F}$ и будет равнодействующей всех этих сил.

Рассмотрим частные случаи сложения параллельных сил.

А. Сложение параллельных сонаправленных сил

Расчеты показывают, *что равнодействующая* $\vec{F}$ *двух параллельных сонаправленных сил, приложенных к разным точкам тела, равна их сумме, направлена в ту же сторону, что и составляющие силы, а точка ее приложения к телу (точка* O *на рис. 20-5) делит расстояние между точками приложения составляющих сил* $\vec{F}_1$ *и* $\vec{F}_2$ *на отрезки* l_1 *и* l_2*, обратно пропорциональные этим силам,*

$$F = F_1 + F_2, \ \frac{F_1}{F_2} = \frac{l_2}{l_1}.$$

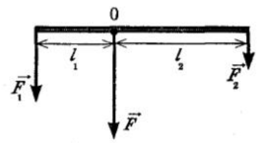


Рис. 20-5

Б. Сложение антинаправленных сил

$$F = F_1 - F_2, \quad \frac{F_1}{F_2} = \frac{l_2}{l_1}.$$

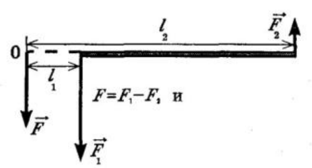


Рис. 20-6

Если две силы $\vec{F}_1$ *и* $\vec{F}_2$ *приложены к разным точкам одного и того же тела и антинаправлены друг другу (рис. 20-6), то их равнодействующая сила равна их разности, направлена в сторону большей составляющей силы, а точка ее приложения* O *лежит на прямой, про ходящей через точки приложения составляющих сил*. При этом отрезки l_1 и l_2 от точки O до точек приложения составляющих сил обратно пропорциональны этим силам.

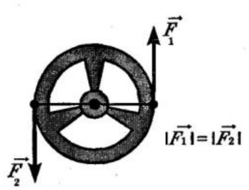


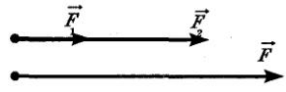
Рис. 20-7

Если две силы, приложенные к разным точкам одного тела, антинаправлены и равны друг другу, то их называют *парой сил* (рис. 20-7). Примером пары сил служат силы, приложенные со стороны рук водителя к рулевому колесу автомобиля. *Пара сил не имеет точки приложения, а ее равнодействующая равна нулю. Под действием пары сил тело приходит во вращательное движение*.

В. Сложение сил, действующих вдоль одной прямой

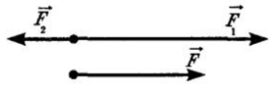
Равнодействующая сил, действующих вдоль одной прямой, в случае, когда эти силы сонаправлены, равна их арифметической сумме и направлена в ту же сторону, что и составляющие силы (рис 20-8, а).

Если силы антинаправлены, то равнодействующая равна их разности и направлена в сторону большей силы (рис. 20-8, б).



$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$
$$F = F_1 + F_2$$

а)



$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$
$$F = F_1 - F_2$$

б)

Рис 20-8

Г. Разложение силы

Разложение силы представляет собой действие, обратное сложению сил. *Разложить силу – это найти ее составляющие по данной равнодействующей.*

Если при сложении сил несколько составляющих сил имеют только одну равнодействующую силу, то одна равнодействующая может иметь бесконечное множество составляющих сил, так как один и тот же вектор может служить диагональю бесконечно большого числа параллелограммов. Поэтому задача разложения силы на составляющие может быть решена однозначно, если, кроме величины и направления этой силы, известны еще направление и величина одной из двух составляющих или направления обеих составляющих.

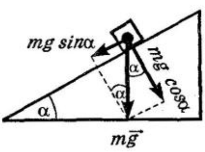


Рис. 20-7

В качестве примера разложения силы на составляющие рассмотрим разложение силы тяжести на нормальную и тангенциальную составляющие, когда тело находится на наклонной плоскости (рис. 20-9) с углом при основании а.

При этом тангенциальной, т. е. касательной составляющей силы тяжести $m\vec{g}$, модуль которой равен $mg\sin\alpha$, называют составляющую, направленную вдоль наклонной плоскости, а нормальной составляющей силы тяжести, модуль которой равен $mg\cos\alpha$, называют составляющую, направленную перпендикулярно наклонной плоскости. Под действием тангенциальной составляющей силы тяжести тело скатывается с наклонной плоскости, поэтому ее иногда называют скатывающей силой. Нормальная составляющая силы тяжести прижимает тело к наклонной плоскости. Чем круче наклонная плоскость, т. е. чем больше угол наклона а при ее основании, тем больше скатывающая сила и меньше прижимающая. Когда угол а станет равен 90°, тангенциальная составляющая силы тяжести станет равна самой силе тяжести, а нормальная составляющая обратится в нуль.

21. ПЕРВЫЙ ЗАКОН НЬЮТОНА

В основе классической динамики лежат три закона Ньютона, из которых выводятся все уравнения и теоремы, необходимые для решения задач динамики.

Первый закон Ньютона позволяет ответить на вопрос, при каком условии тело движется равномерно и прямолинейно. В собственной формулировке Ньютона первый закон, переведенный академиком А.Н.Крыловым, звучит так: *«Всякое тело продолжает удерживаться в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние».*

Первый закон Ньютона выполняется не в любых системах отсчета. Приведем пример. На полке вагона, движущегося равномерно и прямолинейно, лежит мяч. На мяч действуют две силы: сила тяжести со стороны Земли и сила реакции опоры со стороны полки. Эти силы уравновешивают друг друга, поэтому мяч покоится в полном соответствии с первым законом Ньютона. Но так будет не всегда. Если вагон резко увеличит скорость или, наоборот, затормозит, то мяч покатится, т. е. приобретет ускорение. Но ведь силы, действующие на мяч, останутся прежними и никакая новая сила не появится, поскольку сила действует со стороны тела, а такого нового тела нет. Выходит, первый закон Ньютона выполняется не всегда?

Это так и есть. Пока вагон двигался равномерно и прямолинейно, т. е. был инерциальной системой отсчета, первый закон Ньютона выполнялся. Но как только вагон стал двигаться с ускорением, т. е. перестал быть инерциальной системой отсчета, первый закон Ньютона перестал действовать в нем. *К неинерциальным системам отсчета законы Ньютона неприменимы.*

В связи со сказанным *первый закон Ньютона формулируют следующим образом: существуют системы отсчета, относительно которых тело сохраняет состояние покоя или равномерного и прямолинейного движения, если на него не действуют другие тела или их действие скомпенсировано. Можно сказать так: существуют системы отсчета, в которых свободное тело сохраняет скорость. Такие системы отсчета называются инерциальными*.

Математически первый закон Ньютона можно записать так: в инерциальной системе отсчета, если

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + ... + \vec{F}_N = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i = 0, \text{ то } \vec{\upsilon} = const.$$

Если на движущееся тело не действуют другие тела, то оно движется по инерции.

Инерцией называется свойство тел сохранять состояние покоя или прямолинейного и равномерного движения при отсутствии или компенсации внешнего воздействия.

Первый закон Ньютона одинаково справедлив применительно к движению как небесных тел, так и мельчайших пылинок.

Теперь вы знаете, как будет двигаться автомобиль, если сила тяги станет уравновешена силой сопротивления. Конечно, равномерно и прямолинейно – в соответствии с первым законом Ньютона. А остановится он, когда сопротивление превысит тягу.

Первый закон Ньютона нельзя доказать теоретически – его следует рассматривать как результат обобщения огромного числа экспериментов и наблюдений.

22. ВТОРОЙ ЗАКОН НЬЮТОНА. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ

Если в первом законе Ньютона рассматриваются условия, при которых тело покоится или движется без изменения скорости, то во втором законе Ньютона рассмотрены условия изменения скорости тела.

Второй закон Ньютона: *ускорение, с которым движется тело, прямо пропорционально силе, действующей на него со стороны других тел, и обратно пропорционально массе этого тела*,

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

Второй закон Ньютона в некоторых учебниках формулируется еще и так: *сила, действующая на тело со стороны других тел, равна произведению массы данного тела и ускорения, полученного под действием этой силы*,

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

Если на тело действуют несколько сил, то $\vec{F}$ в этих формулах – их равнодействующая.

Вектор ускорения сонаправлен с вектором силы или равнодействующей всех сил, действующих на данное тело со стороны других тел.

Второй закон Ньютона справедлив применительно к любым силам независимо от их природы.

Для решения многих задач динамики иногда вместо массы и скорости тела достаточно задать его импульс и координату и тогда можно однозначно определить любую другую механическую величину, определяющую движение этого тела, а также – значение импульса и координаты в любой другой момент времени движения. Поскольку

$$\vec{a} = \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}, \text{ то } \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{\vec{F}}{m} \text{ или } \vec{F} = m\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{\Delta(m\vec{\upsilon})}{\Delta t} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t},$$

тогда

$$\boxed{\vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}} \tag{22.1}$$

Здесь $\Delta\vec{p}$ – изменение импульса за время Δt, $\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}$ – скорость изменения импульса тела, т. е. изменение импульса за единицу времени.

Уравнение (22.1) также называют вторым законом Ньютона или основным уравнением динамики.

Основное уравнение динамики: *сила, действующая на тело со стороны других тел, равна скорости изменения импульса этого тела*.

Из уравнения (22.1) следует, что

$$\boxed{\vec{F}\Delta t = \Delta\vec{p}}$$

Произведение силы $\vec{F}$, действующей на тело, на время ее действия называют импульсом силы. С учетом этого названия основное уравнение динамики можно сформулировать так: импульс силы, действующей на тело со стороны других тел, равен изменению импульса этого тела.

Второй закон Ньютона, как и первый, был установлен экспериментально, и выполняется он только в инерциальных системах отсчета.

23. ТРЕТИЙ ЗАКОН НЬЮТОНА -ЗАКОН РАВЕНСТВА ДЕЙСТВИЯ И ПРОТИВОДЕЙСТВИЯ

Опыт показывает, что действие тел друг на друга, как непосредственное, так и на расстоянии, всегда носит взаимный характер: если данное тело действует на какое-то другое, то и другое тело тоже действует на данное тело. Взаимное действие тел друг на друга определяет третий закон Ньютона.

Третий закон Ньютона (закон равенства действия и противодействия): *силы, с которыми взаимодействуют два тела, всегда равны по модулю и противоположны по направлению*,

$$\boxed{\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}}$$

Здесь $\vec{F}_{12}$ – сила, приложенная к первому телу со стороны второго, $\vec{F}_{21}$ – сила, приложенная ко второму телу со стороны первого.

Согласно этому закону никакое действие не существует без противодействия. Поэтому ни одна машина, ни один механизм не способны сами по себе развить силы, приводящие их в движение, для этого необходимо наличие хотя бы одного внешнего тела, противодействие которого и приведет машину или механизм в движение.

Рассмотрим пример. Лошадь тянет телегу с некоторой силой. По третьему закону Ньютона с точно такой же по модулю силой телега тянет лошадь. Поскольку эти силы антинаправлены, становится ясно, что, если бы копыта лошади не взаимодействовали с Землей (с почвой, с дорогой), то эти тела не тронулись бы с места. Копыта лошади толкают Землю назад, а Земля в свою очередь толкает лошадь вперед. Значит, именно взаимодействие лошади с третьим телом – Землей и побуждает лошадь с телегой к движению. Если бы лошадь пыталась двигаться по идеально гладкому льду, на котором отсутствовало бы сцепление с ее копытами, то из этого ничего бы не вышло.

Силы взаимодействия всегда проявляются парами и имеют одинаковую природу. На спутник со стороны Земли действует сила тяготения, имеющая гравитационную природу. Но и на Землю со стороны спутника действует такая же по модулю сила той же природы. На полозья саней действует со стороны Земли сила трения, имеющая электромагнитную природу, но и на Землю со стороны полозьев тоже действует такая же по модулю сила трения той же природы.

Несмотря на равенство сил взаимодействия разных тел, результат их действия на эти тела различен. Например, с какой силой пуля ударяет по бумажной мишени, точно с такой же по модулю силой и мишень ударяет по пуле. Но пуля и мишень – очень разные тела, у них разные физические свойства, такие как масса, прочность и т. д., поэтому мишень пробита, а пуля летит дальше, лишь слегка уменьшив скорость.

Таким образом, *силы взаимодействия разных тел никогда не уравновешивают друг друга, несмотря на то, что они равны и противоположно направлены. Уравновешивающими называют равные и противоположно направленные силы, приложенные только к одному и тому же телу*. Например, сила тяжести, приложенная к яблоку со стороны Земли, может быть уравновешена силой упругости, приложенной к этому же яблоку со стороны ветки, и тогда яблоко останется в покое (если на него не подействуют еще какие-нибудь силы).

Если первый и второй законы Ньютона всегда выполняются в инерциальной системе отсчета, то третий закон Ньютона даже в такой системе отсчета выполняется не всегда. Он выполняется только при непосредственном соприкосновении тел или при взаимодействии на расстоянии только покоящихся относительно друг друга тел. Когда тела движутся относительно друг друга, находясь на расстоянии друг от друга, перенос их взаимодействия посредством любых полей происходит хоть и очень быстро, но с конечной скоростью, т. е. не мгновенно, вследствие чего равенство сил взаимодействия нарушается.

Третий закон Ньютона, как и первый, и второй, установлен экспериментально.

24. ЗАКОНЫ КЕПЛЕРА. ЗАКОН ВСЕМИРНОГО ТЯГОТЕНИЯ. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И ЕГО СВОЙСТВА

Между любыми видами материи (как между частицами вещества, так и между полевыми частицами) существует уникальное взаимодействие, которое имеет место всегда и в любом уголке Вселенной. Это взаимодействие называется *тяготением*. Тяготеют друг к другу все объекты природы.

В рамках классической механики сила тяготения может быть определена по закону всемирного тяготения, который был открыт И. Ньютоном в 1687 г. В своем знаменитом труде «Математические начала натуральной философии» Ньютон создал первую теорию тяготения, опираясь на которую, объяснил особенности движения планет, рассчитал форму Земли, показав, что земной шар должен быть сплюснут у полюсов, обосновал существование морских приливов и отливов и даже в далеком 1687 г., рассмотрел проблему создания искусственного спутника Земли. Свой закон всемирного тяготения Ньютон открыл, наблюдая за движением небесных тел. Но еще задолго до его открытия датский астроном Тихо Браге в начале 17-го столетия установил координаты планет Солнечной системы в различные моменты времени. На основе результатов его наблюдений немецкий ученый Иоганн Кеплер записал законы, по которым движутся планеты. Они получили название законов Кеплера. Этих законов три:

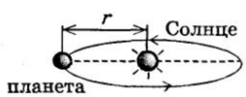


Рис. 24-1

1 закон Кеплера: *траекторией любой планеты Солнечной системы является эллипс, в одном из фокусов которого располагается Солнце.*

2 закон Кеплера: *радиус-вектор, проведенный от любой планеты к Солнцу, за одинаковые промежутки времени описывает одинаковые площади.*

3 закон Кеплера: *квадраты периодов обращения любых планет вокруг Солнца относятся как кубы больших полуосей их орбит* (рис. 24-1).

$$\boxed{\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{r_1^3}{r_2^3}} \quad \text{или} \quad T^2=kr^3. \tag{24.1}$$

Здесь T_1 и T_2 – периоды двух планет Солнечной системы, r_1 и r_2 – большие полуоси их орбит, k – некоторая константа.

Рассмотрим вывод закона всемирного тяготения, исходя из законов Кеплера. Центростремительное ускорение планеты определяется равенством $a_ц=\omega^2 к$, где $\omega=\dfrac{2\pi}{T}$, поэтому $a_ц=\dfrac{4\pi^2}{T^2}r$ или $a_ц=\dfrac{4\pi^2 r^3}{T^2 r^2}$, где $\dfrac{T^2}{r^3}=k$ согласно (24.1).

С учетом этого
$$a_ц=\frac{4\pi^2}{kr^2}. \tag{24.2}$$

По второму закону Ньютона сила тяготения равна: $F_{тяг}=ma_ц$, где m – масса планеты.

С учетом (24.2)
$$F_{тяг}=\frac{4\pi^2}{k}\cdot\frac{m}{r^2}. \tag{24.3}$$

Следовательно, сила $F_{тяг}$, с которой планета притягивается к Солнцу, прямо пропорциональна её массе и обратно пропорциональна квадрату расстояния от планеты до Солнца (примем траекторию планеты за окружность).

Но по третьему закону Ньютона с такой же по модулю силой и планета притягивает к себе Солнце. Пусть масса Солнца равна M . Тогда
$$F_{тяг}=\frac{4\pi^2}{k_1}\cdot\frac{M}{r^2} \tag{24.4}$$
где k_1 – тоже константа, но уже другая, ведь масса Солнца M отличается от массы планеты m.

Приравняем правые части равенств (24.3) и (24.4):

$$\frac{4\pi^2}{k}\cdot\frac{m}{r^2}=\frac{4\pi^2}{k_1}\cdot\frac{M}{r^2} \quad \text{или} \quad \frac{4\pi^2}{kM}=\frac{4\pi^2}{k_1 m}=G, \tag{24.5}$$

где G – некоторая константа, названная гравитационной постоянной.

Из (24.5) имеем:

$$\frac{4\pi^2}{k}=GM \tag{24.6}$$

Подставим (24.6) в (24.3):

$$F_{тяг}=G\frac{mM}{r^2}. \tag{24.7}$$

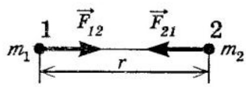


Рис. 24-2

Формула (24.7) представляет собой математическую запись закона всемирного тяготения. Она определяет силу взаимного притяжения планеты и Солнца. Ньютон предположил, что такая же формула определяет силу взаимного тяготения любых небесных тел. Он проверил эту формулу, вычислив с ее помощью центростремительное ускорение Луны при ее движении вокруг Земли. Ранее это ускорение уже было вычислено. Результат, полученный Ньютоном, соответствовал величине уже определенного с помощью формул кинематики ускорения Луны.

Проверив закон всемирного тяготения на примере Луны, Ньютон обобщил его на все тела, которые можно принять за материальные точки, или тела, имеющие сферическую форму.

Закон всемирного тяготения: *две материальные точки притягиваются друг к другу с силой, прямо пропорциональной произведению их масс, обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними и направленной по прямой, соединяющей их,*

$$\boxed{F=G\frac{m_1 m_2}{r^2}} \tag{24.8}$$

Здесь F – сила тяготения, m_1 и m_2 – массы тяготеющих друг к другу материальных точек, G – гравитационная постоянная, r – расстояние между точками.

На рис. 24-2 $\vec{F}_{12}$ – сила тяготения, действующая на первое тело со стороны второго, $\vec{F}_{21}$ – сила тяготения, действующая на второе тело со стороны первого.

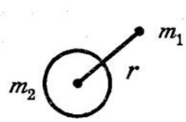


Рис. 24-2

Закон всемирного тяготения, выраженный формулой (24.8), справедлив только для двух материальных точек или двух однородных тел сферической формы, или материальной точки и тела сферической формы. Кроме того, его можно применять к телу произвольной формы, которое можно принять за материальную точку, но при этом второе тело должно иметь форму шара, например, когда одно тело – ракета, а другое – планета (рис. 24-3). В этом случае за расстояние r в формуле (24.8) принимают расстояние между материальной точкой и центром планеты. В случае двух тел сферической формы за расстояние r в формуле (24.8) принимают расстояние между их центрами.

Чтобы вычислить силу тяготения между телами произвольной формы или с произвольным распределением вещества в них, следует векторно сложить все силы тяготения между каждой i-ой материальной точкой первого тела и каждой k-ой точкой второго. Тогда закон всемирного тяготения примет вид:

$$\vec{F}=\sum_{i=1}^{N_1}\sum_{k=1}^{N_2}G\frac{m_i\cdot m_k}{r_{ik}^2}. \tag{24.9}$$

Здесь N_1 и N_2 – количество материальных точек в первом и втором телах, m_i и m_k – массы i-ой и k-ой точек, r_{ik} – расстояние между этими точками.

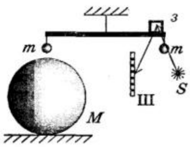


Рис. 24-4

Гравитационная постоянная G является универсальной постоянной, одинаковой для любых моментов времени и любых уголков Вселенной. Ее численное значение определил английский физик Кавендиш с помощью прибора, представляющего собой коромысло с подвешенными к нему маленькими шариками массами m каждое (рис. 24-4). К коромыслу было прикреплено маленькое зеркальце *з*, на которое падал луч света от источника света S. Отраженный от зеркальца луч падал на удаленную шкалу $Ш$.

Когда под одним из шариков помещали большой свинцовый шар M, равновесие коромысла нарушалось из-за того, что малый шарик притягивался к большому. При этом луч перемещался по шкале, проградуированной в единицах силы. Зная силу тяготения шаров, их массы и расстояния между центрами большого шара и малого, расположенного над большим, по формуле (24.8) определяли величину гравитационной постоянной.

Было получено следующее значение гравитационной постоянной:

$$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{Н \cdot м^2}{кг^2} \text{(или } \frac{\text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с}^2}\text{)}.$$

Физический смысл гравитационной постоянной: *гравитационная постоянная показывает, что две материальные точки массами по* 1 *кг каждая, расположенные на расстоянии* 1 *м друг от друга притягиваются друг к другу с силой* $6{,}67 \cdot 10^{-11}$ Н.

Это очень малая сила, поэтому она незаметна в макромире – мире тел, соизмеримых с человеческим, ведь мы не замечаем притяжение книги к столу. Еще меньше силы тяготения в микромире – мире молекул, атомов и элементарных частиц. Так, сила тяготения двух молекул, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, порядка 10^{-42} Н. Малость гравитационной постоянной компенсируют лишь огромные массы мегамира – мира небесных тел – т. е. звезд и планет. Например, сила тяготения Луны к Земле огромна, порядка 10^{23} Н. Поэтому тяготение небесных тел друг к другу играет решающую роль в их движении.

Силы всемирного тяготения – самые универсальные из всех сил природы, так как они действуют между любыми телами, имеющими массу, а массу имеют все материальные тела. Универсальны эти силы еще и потому, что для них не существует никаких преград, они проникают сквозь все тела и область их действия безгранична. С увеличением расстояния между телами силы тяготения убывают медленнее межмолекулярных и ядерных сил, поэтому силы тяготения называют силами дальнодействия.

Самым замечательным свойством гравитационных сил является их свойство сообщать всем телам независимо от их массы, формы и размеров одинаковое ускорение. Это свойство связано с пропорциональностью сил тяготения массам тел, на которые они действуют.

25. СИЛА ТЯЖЕСТИ

Вследствие притяжения к планете на все тела действует сила тяжести.

Сила тяжести $m\vec{g}$ *– это сила, действующая на тело вследствие его притяжения к планете. Она равна произведению массы тела и ускорения свободного падения.*

Сила тяжести – векторная величина. Вектор силы тяжести $m\vec{g}$ сонаправлен с вектором ускорения свободного падения.

Как и всякая сила, сила тяжести в СИ измеряется в ньютонах.

Сила тяжести приложена к телу со стороны планеты. Если не учитывать суточного вращения планеты, то сила тяжести сонаправлена с силой тяготения тела к планете. Но на самом деле это не совсем так.

На тело, участвующее вместе с планетой в ее суточном вращении, кроме силы тяготения $\vec{F}_{тяг}$, действует реакция опоры $\vec{F}_N$ со стороны поверхности планеты (рис. 25-1). Равнодействующая этих сил $m\vec{a}_ц$ направлена к центру окружности, по которой движется тело в процессе его суточного вращения. С учетом этих эффектов сила тяжести уже не будет равна силе тяготения, а будет равна силе реакции опоры $\vec{F}_N$, но направлена противоположно ей вдоль линии отвеса.

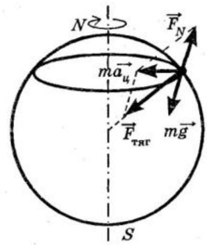


Рис. 25-1

Величина силы тяжести зависит от массы тела, на которое она действует, и от свойств гравитационного поля в месте расположения этого тела, т. е. от ускорения свободного падения. Поэтому на Земле сила тяжести на полюсах наибольшая, а на экваторе – наименьшая. На полюсах сила тяжести равна силе всемирного тяготения, так как там тело не участвует в суточном вращении Земли. Кроме того, там тело ближе к центру Земли, и, значит, притягивается сильнее, чем в других точках земного шара, поскольку Земля сплюснута у полюсов.

На экваторе эффект суточного вращения Земли, влияющий на величину силы тяжести, наибольший. Там величина силы тяжести определяется выражением

$$\boxed{mg = F_T - m\omega^2 R}$$

Здесь m – масса тела, g – ускорение свободного падения, F_T – сила тяготения, ω – угловая скорость суточного вращения Земли вокруг своей оси, R – радиус Земли.

Кроме того, на экваторе расстояние от центра Земли до тела наибольшее, поэтому там сила тяжести наименьшая.

Помимо сказанного, величина силы тяжести зависит от плотности земных пород. Там, где имеются залежи полезных ископаемых, сила тяжести больше, чем в окружающей местности. Это явление используется в геологии для предварительной разведки полезных ископаемых.

По мере удаления от поверхности Земли сила тяжести убывает вследствие ослабления тяготения Земли. Когда высота тела H над поверхностью Земли станет сравнима с радиусом Земли R, силу тяжести следует рассчитывать по формуле:

$$\boxed{mg = G\frac{mM}{\left(R+H\right)^2}}$$

Здесь M – масса земного шара.

26. ЦЕНТР ТЯЖЕСТИ ТЕЛА

Каждое тело в поле тяготения Земли обладает центром тяжести.

Центром тяжести тела называется точка, к которой приложена сила тяжести, действующая на это тело.

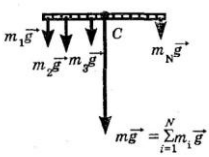


Рис. 26-1

Рассмотрим рис. 26-1. На нем изображен стержень, разделенный на N малых участков массой m_i, на каждый из которых действует сила тяжести $m_i\vec{g}$. Если сложить все силы тяжести, действующие на все малые участки этого стержня, по правилу сложения параллельных сил, то точка приложения их равнодействующей силы $m\vec{g}$ к стержню и будет его центром тяжести. На рис. 26-1 это будет точка C. Величину равнодействующей силы тяжести $m\vec{g}$ при этом можно определить как сумму всех элементарных сил тяжести, действующих на все элементы этого стержня,

$$m\vec{g} = \sum_{i=1}^{N} m_i\vec{g} .$$

Здесь m – масса всего стержня, $\vec{g}$ – ускорение свободного падения, N – число элементарных участков в стержне, i – номер такого участка от первого до N-го, m_i – масса i-го участка.

Центр тяжести однородного тела правильной геометрической формы находится в его геометрическом центре. Центр тяжести может находиться и вне тела, например у кольца (рис 26-2).

Рис. 26-2

Для определения положения центра тяжести тела произвольной формы его можно последовательно подвесить на нити, прикрепив ее к двум любым точкам тела. Точка C, в которой пересекутся продолжения этой нити, и будет центром тяжести этого тела (рис. 26–3).

Рис. 26-3

Координаты центра тяжести тела произвольной формы в выбранной системе отсчета можно установить следующим образом. Нужно разбить тело на N малых частей и умножить силу тяжести $m_i\vec{g}$, действующую на каждую i-ую часть, на координату x_i этой части. Затем надо просуммировать все эти произведения от первого до N-го и полученную сумму разделить на сумму всех сил тяжести, действующих на все N частей тела. Частное от такого деления даст соответствующую координату центра тяжести C тела (рис. 26–4).

Таким образом координаты x_c, y_c, z_c центра тяжести C тела, изображенного на рис. 26–4, можно определить по формулам:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i g x_i}{\sum_{i=1}^{N} m_i g} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{N} m_i x_i \,,$$

$$y_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i g y_i}{\sum_{i=1}^{N} m_i g} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{N} m_i y_i \,,$$

$$z_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i g z_i}{\sum_{i=1}^{N} m_i g} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{N} m_i z_i \,.$$

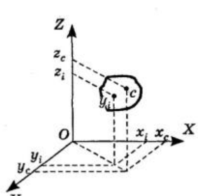


Рис. 24-4

В однородном силовом поле центр тяжести абсолютно твердого тела совпадает с его центром масс.

Однако центр тяжести и центр масс – разные понятия. Центр масс – это точка, в которой можно сосредоточить всю массу поступательно движущегося тела и при этом его состояние движения не изменится. Положение центра тяжести определяется полем сил тяжести, в котором тело находится, а положение центра масс определяется распределением массы в теле. Поэтому, если тело не является абсолютно твердым или движется вращательно, или находится в сильно искривленном силовом поле, его центр тяжести не совпадает с центром масс.

27. ВЕС ТЕЛА. ПОНЯТИЕ О НЕВЕСОМОСТИ И ПЕРЕГРУЗКЕ

Вследствие воздействия на тело силы тяжести оно давит на опору своим весом или растягивает подвес, на котором висит.

Вес тела – это сила, с которой тело действует на опору или подвес вследствие притяжения к планете.

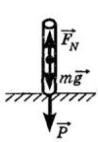


Рис. 27-1

Вес тела – векторная величина. Вектор веса сонаправлен с вектором силы тяжести. Единица измерения веса в СИ – *ньютон*.

Сила тяжести и вес – разные силы. Они приложены к разным телам: вес приложен к опоре или подвесу, а сила тяжести – к самому телу, на которое она действует. Поэтому вес и сила тяжести не уравновешивают друг друга. Их природа различна: вес – это частный вид силы упругости, т. е. электромагнитная сила, а сила тяжести – проявление силы тяготения, т. е. гравитационная сила.

Рассмотрим, при каких условиях вес равен силе тяжести, а когда отличается от нее. Обратимся к рис. 27-1. На цилиндр, стоящий на столе, действует сила тяжести $m\vec{g}$, а на поверхность стола под цилиндром – вес тела $\vec{P}$. Кроме силы тяжести, на цилиндр действует сила реакции опоры со стороны стола. Поскольку тело покоится, сила тяжести уравновешена силой реакции опоры, т. е. эти силы равны по модулю и антинаправлены. Но согласно третьему закону Ньютона сила, с которой тело действует на стол, т. е. вес тела, равна по модулю силе, с которой стол действует на цилиндр, т. е. силе реакции опоры. Значит, в случае покоя тела его вес равен силе тяжести.

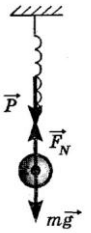


Рис. 27-2

Теперь рассмотрим тело, покоящееся в подвешенном состоянии на пружине (рис. 27-2). Согласно первому закону Ньютона сила тяжести $m\vec{g}$, действующая на тело со стороны Земли, по модулю равна силе натяжения $\vec{F}_N$, действующей на тело со стороны пружины.

По третьему закону Ньютона на пружину действует со стороны тела сила, равная по модулю силе натяжения, но направленная противоположно ей, т. е. вес тела $\vec{P}$.

Таким образом, $mg = F_N$ и $F_N = P$, поэтому

$$\boxed{mg = P}$$

Вес тела равен силе тяжести, когда тело покоится или движется равномерно и прямолинейно вверх или вниз.

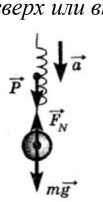


Рис. 27-3

Будем опускать тело на пружине с ускорением $\vec{a}$ (рис. 27-3).При этом пружина слегка сожмется, т. е. ее натяжение уменьшится, а сила тяжести останется прежней. Значит, при движении вниз с ускорением сила натяжения становится меньше силы тяжести. Но по определению вес – это сила, с которой тело растягивает пружину, и эта сила по модулю равна силе натяжения пружины, поэтому при таком движении вес становится меньше силы тяжести, и значит, меньше веса этого тела, когда оно покоится.

Вес тела, опускающегося с ускорением или поднимающегося с замедлением, уменьшается и становится меньше силы тяжести.

По второму закону Ньютона $ma = mg - F_N$. Но $F_N = P$, поэтому $ma = mg - P$, откуда

$$\boxed{P = m(g - a)} \qquad (27.1)$$

По этой формуле можно определить вес тела, опускающегося с ускорением или поднимающегося с замедлением.

Если тело будет свободно падать, т. е. двигаться вниз с ускорением $a = g$, то согласно (27.1)

$$P = m(g - g) = 0.$$

Следовательно, *вес свободно падающего тела равен нулю. Такое состояние называется невесомостью.*

Невесомость – это состояние, при котором тело не давит на опору и не растягивает подвес.

Состояние невесомости наблюдается у тел, находящихся на искусственных спутниках Земли. Эти тела движутся под действием силы притяжения к Земле по своим орбитам с постоянной по модулю линейной скоростью, касательной к орбите, и одновременно свободно падают с ускорением свободного падения на Землю. При этом они ничего не весят, так как, падая все вместе с одинаковым ускорением, не оказывают давления друг на друга.

Тело будет находиться в состоянии невесомости, если:

1) извне на него действуют только силы тяготения, а все остальные отсутствуют или уравновешены;

2) тело движется поступательно.

Условия невесомости существенно отличаются от условий, в которых находится тело на Земле, поэтому проблема невесомости является одной из важнейших в космонавтике. При длительных полетах человека в условиях невесомости предполагается создавать искусственную тяжесть, например, вращением спутника или его частей относительно некоторой оси.

Будем поднимать тело на пружине с ускорением вверх (рис. 27-4). При этом пружина слегка растянется, значит, ее натяжение увеличится и сила натяжения, равная весу тела, теперь будет больше силы тяжести, значит, и вес будет больше силы тяжести.

Вес тела, поднимающегося с ускорением или опускающегося с замедлением, увеличивается и становится больше силы тяжести и его веса в состоянии покоя. Такое состояние называют перегрузкой.

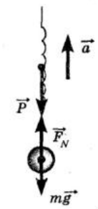


Рис. 27-4

Теперь по второму закону Ньютона

$$ma = F_N - mg,$$

где по-прежнему $F_N = P$, поэтому

$$ma = P - mg,$$

откуда

$$\boxed{P = m(g + a)}$$

По этой формуле можно определить вес тела, поднимающегося с ускорением или опускающегося с замедлением.

Перегрузкой n *называют также величину, показывающую, во сколько раз вес тела* P, *поднимающегося с ускорением или опускающегося с замедлением, больше веса этого же тела в состоянии покоя* P_0.

$$\boxed{n = \frac{P}{P_0}} \quad \text{или} \quad \boxed{n = \frac{P}{mg}}$$

Максимальная перегрузка, которую может выдержать тренированный космонавт, равна 8–10, а летчик при катапультировании иногда испытывает перегрузку до 16. Пассажиры самолета при взлете испытывают перегрузку, равную 1,5. Это значит, что при взлете их вес увеличивается в полтора раза.

28. КОСМИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ

Космической скоростью называют скорость ракеты или спутника, необходимую для вывода их в космическое пространство.

Различают три космические скорости: первую, вторую и третью.

Первой космической скоростью называется скорость спутника, движущегося по круговой орбите вокруг Земли с центром орбиты, совпадающим с центром Земли.

На спутник, движущийся с первой космической скоростью, действует только сила тяготения, равная силе тяжести на орбите. По второму закону Ньютона

$$ma_ц = mg.$$

Здесь m – масса спутника, $a_ц$ – его центростремительное ускорение, g – ускорение свободного падения спутника на орбите. Если радиус орбиты принять примерно равным радиусу Земли, то ускорение g можно считать равным ускорению свободного падения на Земле.

Согласно формуле, устанавливающей связь центростремительного ускорения с линейной скоростью спутника,

$$a_ц = \frac{\upsilon_1^2}{R}.$$

Здесь υ_1 – первая космическая скорость, R – радиус Земли.

Подставив это выражение в предыдущую формулу, получим:

$$m\frac{\upsilon_1^2}{R} = mg,$$

откуда

$$\boxed{\upsilon_1 = \sqrt{gR}}$$

Поскольку $g \approx 9{,}8$ м/с^2 и $R = 6{,}4 \cdot 10^6$м, то, выполнив вычисления, получим численное значение первой космической скорости:

$$\upsilon_1 = \sqrt{6{,}4 \cdot 10^6 \cdot 9{,}8}\,\frac{\text{м}}{\text{с}} = 7{,}9 \cdot 10^3\,\frac{\text{м}}{\text{с}} = 7{,}9\,\frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Первая космическая скорость равна 7,9 км/с.

Обладая такой скоростью, спутник будет двигаться сколь угодно долго по орбите, не падая на Землю при условии отсутствия помех его движению. В противном случае он пойдет по спирали с убывающим радиусом, войдет в атмосферу и сгорит.

На расстоянии H от поверхности Земли первая космическая скорость определяется равенством

$$\upsilon_1 = \sqrt{G\frac{M}{R+H}},$$

где G – гравитационная постоянная, M – масса Земли, R – ее радиус.

Первая космическая скорость была впервые достигнута в нашей стране. Это случилось 4 октября 1957 г. В этот день впервые в истории человечества был выведен на орбиту искусственный спутник Земли.

При сообщении спутнику скорости большей, чем первая космическая, его орбита удлиняется, переходя в эллипс, в одном из фокусов которого находится Земля. При некоторой скорости он покинет земную орбиту и станет спутником Солнца.

Минимальная скорость, необходимая для того, чтобы спутник вышел из сферы земного притяжения и стал спутником Солнца, называется второй космической скоростью.

Вторая космическая скорость определяется формулой

$$\boxed{\upsilon_2 = \sqrt{2gR} = \upsilon_1\sqrt{2} = 1,4\upsilon_1}$$

$$\upsilon_2 = 1,4\cdot 7,9\cdot 10^3\,\frac{\text{м}}{\text{с}} = 11,2\cdot 10^3\,\frac{\text{м}}{\text{с}} = 11,2\,\frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Вторая космическая скорость равна 11,2 км/с.

Если не учитывать суточного вращения Земли вокруг своей оси, то величина второй космической скорости не будет зависеть от направления запуска космического корабля, от этого будет зависеть лишь форма траектории его полета. Если же учитывать и направление вращения Земли, то корабль лучше запускать с запада на восток, тогда к скорости корабля добавится линейная скорость точек поверхности Земли.

Впервые вторая космическая скорость была достигнута тоже в нашей стране. Это случилось 2 января 1959 г.

Вывод формулы второй космической скорости будет сделан после того, как будет рассмотрен закон сохранения механической энергии.

Приобретя вторую космическую скорость, спутник будет двигаться по параболе, удаляясь от Земли. Если скорость продолжать увеличивать, то парабола может перейти в гиперболу. При этом космический корабль покинет солнечную орбиту и удалится в просторы Галактики.

Минимальная скорость, необходимая для того, чтобы космический корабль преодолел притяжение Солнца и удалился в просторы Галактики, называется третьей космической скоростью.

Величина третьей космической скорости зависит от направления запуска космического корабля. При запуске

В направлении орбитального движения Земли вокруг Солнца она равна 17 км/с. Если же запускать корабль в сторону, противоположную движению Земли вокруг Солнца, то третья космическая скорость возрастает до 73 км/с.

29. НЕИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

Неинерциальной называется система отсчета, которая движется с ускорением относительно инерциальной Системы отсчета.

Ранее мы привели пример нарушения первого закона Ньютона, когда мяч на полке вагона, движущегося с ускорением, изменяет свою скорость, несмотря на то, что приложенные к нему силы остаются уравновешенными. При этом вагон является неинерциальной системой отсчета.

В неинерциальных системах отсчета не выполняется не только первый, но и второй и третий законы Ньютона.

Чтобы записать уравнение движения тела в неинерциальной системе отсчета, приходится вводить силу инерции, появление которой не вызвано действием на тело ; Какого-либо другого тела.

На мяч в ускоренно движущемся вагоне действует сила инерции $\vec{F}_И$, равная произведению массы мяча m и ускорения вагона $\vec{a}_П$, взятому со знаком минус: $\vec{F}_И = -m\vec{a}_П$, где $\vec{a}_П$ – переносное ускорение вагона, т. е. его ускорение относительно инерциальной системы отсчета – Земли.

Таким образом, *сила инерции, действующая на тело в неинерциальной системе отсчета, равна произведению массы тела и ускорения неинерциальной системы отсчета относительно инерциальной, взятому со знаком «минус»*:

$$\vec{F}_И = -m\vec{a}_П \qquad (29.1)$$

Знак «минус» показывает, что в случаях ускоренного движения неинерциальной системы отсчета сила инерции действует на тело антинаправлено ускорению самой системы, а в случае замедленного движения неинерциальной системы отсчета сила инерции действует на тело сонаправленно с убывающим ускорением системы.

Пусть неинерциальная система отсчета движется с переносным ускорением $\vec{a}_П$, а тело в ней движется с относительным ускорением $\vec{a}_{отн}$, т. е. $\vec{a}_{отн}$ – это ускорение тела относительно неинерциальной системы отсчета, например, мяча относительно вагона или полки. Тогда согласно правилу сложения ускорений, абсолютное ускорение тела $\vec{a}_{абс}$, т. е. его ускорение относительно инерциальной системы отсчета (мяча относительно земли), равно векторной сумме переносного и относительного ускорений:

$$\vec{a}_{абс} = \vec{a}_П + \vec{a}_{отн}.$$

Отсюда

$$\vec{a}_П = \vec{a}_{абс} - \vec{a}_{отн} \quad \text{или} \quad \vec{a}_П = -\left(\vec{a}_{отн} - \vec{a}_{абс}\right),$$

поэтому согласно (29.1) $\vec{F}_И = m\left(\vec{a}_{отн} - \vec{a}_{абс}\right)$.

Таким образом формулы силы инерции:

$$\boxed{\vec{F}_И = -m\vec{a}_П} \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{F}_И = m\left(\vec{a}_{отн} - \vec{a}_{абс}\right)}$$

Пусть неинерциальная система отсчета вращается с некоторой угловой скоростью ω. Тело, даже покоящееся в такой системе, движется с центростремительным ускорением $a_ц$ относительно инерциальной системы отсчета, поэтому на него действует сила инерции, антинаправленная центростремительному ускорению и равна произведению массы тела и центростремительного ускорения, взятому со знаком «минус»:

$$\vec{F}_И = -m\vec{a}_ц.$$

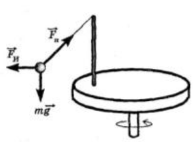


Рис. 29-1

Здесь знак «минус» показывает, что сила инерции, действующая на тело во вращающейся системе отсчета, направлена по радиусу от центра, ведь центростремительное ускорение $\vec{a}_ц$ направлено всегда по радиусу к центру окружности, по которой движется тело. *Поэтому сила инерции во вращающейся системе отсчета называется центробежной силой. Центробежная сила действует на всякое тело во вращающейся системе отсчета, стремясь удалить его от центра вращения*. Это хорошо видно на примере шарика, подвешенного на нити, прикрепленной к вертикальной стойке на вращающемся диске (рис. 29-1). Под действием центробежной силы нить с шариком отклоняется от центра диска. Угол такого отклонения тем больше, чем с большей угловой скоростью вращается диск.

Действие центробежных сил используется в специальных устройствах – центрифугах – для разделения частиц с разными массами. Они приводятся во вращение в барабане центрифуги все с одинаковой угловой скоростью ω. А поскольку массы частиц m (молекул, изотопов и т. п.) различны, то на них действуют разные центробежные силы инерции $F_И = -ma_ц = -m\omega^2 R$, из-за чего частицы отбрасываются на разные расстояния.

Центробежные силы действуют на все тела на Земле, ведь Земля вращается вокруг своей оси с угловой скоростью

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{6,28}{24 \cdot 3600}\frac{\text{рад}}{\text{с}} = 7,3 \cdot 10^{-5}\frac{\text{рад}}{\text{с}},$$

т. е. является неинерциальной системой отсчета. Из-за действия на тела, находящиеся на поверхности Земли, центробежных сил, они слабее давят на земную поверхность на экваторе или на любой другой широте, чем на полюсе, поэтому и вес тел на полюсе наибольший по сравнению с другими местами земного шара.

30. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА. РЕАКТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ

А. Закон сохранения импульса материальной точки

Напомним, что импульсом материальной точки $\vec{p}$ называют произведение ее массы m и скорости $\vec{\upsilon}$. Рассмотрим, при каком условии он сохраняется. Пусть на материальную точку действуют внешние силы. Согласно основному уравнению динамики материальной точки равнодействующая всех этих сил Р равна быстроте изменения импульса материальной точки:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}.$$

Здесь N – количество сил, действующих на материальную точку , i – номер силы , $\vec{F}_i$ – величина *i*-ой силы, $\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}$ – скорость изменения импульса материальной точки.

Если на материальную точку не будут действовать силы или их действие будет скомпенсировано, равнодействующая сила $\vec{F}$ будет равна нулю. Но тогда согласно приведенному выше уравнению и скорость изменения импульса $\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}$ тоже станет равна нулю. Но, если скорость изменения импульса равна нулю, значит, и изменение импульса $\Delta \vec{p}$ тоже равно нулю, т. е. импульс точки $\vec{p}$ при этом не изменяется.

Таким образом, при

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i = 0, \quad \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = 0 \quad \text{и} \quad \vec{p} = const$$

Закон сохранения импульса материальной точки: если на материальную точку не действуют силы или они компенсируют друг друга, то ее импульс сохраняется.

Б. Закон сохранения импульса системы материальных точек

Рассмотрим систему, состоящую из трех тел, которые можно принять за материальные точки (рис. 30-1). Пусть эти тела взаимодействуют с внутренними силами: $\vec{f}_{12}$ и $\vec{f}_{13}$ – силы, действующие на первое тело с стороны второго и третьего, $\vec{f}_{21}$ и $\vec{f}_{23}$ – силы, действующие на второе тело со стороны первого и третьего, $\vec{f}_{31}$ и $\vec{f}_{32}$ – силы, действующие на третье тело со стороны первого и второго. И пусть кроме внутренних на эти тела действуют еще и внешние силы: на первое – $\vec{F}_1$, на второе – $\vec{F}_2$, на третье – $\vec{F}_3$.

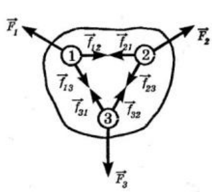


Рис. 30-1

Запишем основное уравнение динамики применительно к этим телам. Согласно этому уравнению векторная сумма всех сил, как внешних, так и внутренних, действующих на каждое тело, равна скорости изменения импульса этого тела:

$$\vec{F}_1 + \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} = \frac{\Delta \vec{p}_1}{\Delta t}, \quad \vec{F}_2 + \vec{f}_{23} + \vec{f}_{21} = \frac{\Delta \vec{p}_2}{\Delta t}, \quad \vec{F}_3 + \vec{f}_{31} + \vec{f}_{32} = \frac{\Delta \vec{p}_3}{\Delta t}.$$

Сложим левые и правые*части этих равенств:

$$\vec{F}_1 + \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \vec{F}_2 + \vec{f}_{23} + \vec{f}_{21} + \vec{F}_3 + \vec{f}_{31} + \vec{f}_{32} = \frac{\Delta \vec{p}_1}{\Delta t} + \frac{\Delta \vec{p}_2}{\Delta t} + \frac{\Delta \vec{p}_3}{\Delta t}.$$

Но по третьему закону Ньютона

$$\vec{f}_{12} = -\vec{f}_{21}, \quad \vec{f}_{23} = -\vec{f}_{32}, \quad \vec{f}_{31} = -\vec{f}_{13}.$$

Следовательно,

$$\vec{f}_{12} + \vec{f}_{21} = 0, \quad \vec{f}_{23} + \vec{f}_{32} = 0, \quad \vec{f}_{31} + \vec{f}_{13} = 0.$$

Но тогда

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = \frac{\Delta\vec{p}_1}{\Delta t} + \frac{\Delta\vec{p}_2}{\Delta t} + \frac{\Delta\vec{p}_3}{\Delta t}.$$

Таким образом, сумма всех внутренних сил равна нулю, и значит, они не могут изменить импульс всей системы, а могут изменить лишь импульс отдельных тел, входящих в эту систему.

С учетом сказанного основное уравнение динамики этой системы примет вид:

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = \frac{\Delta\vec{p}_1}{\Delta t} + \frac{\Delta\vec{p}_2}{\Delta t} + \frac{\Delta\vec{p}_3}{\Delta t} \quad \text{или} \quad \sum_{i=1}^{N_1} \vec{F}_i = \sum_{i=1}^{N_2} \frac{\Delta\vec{p}_i}{\Delta t}.$$

Если система содержит N_2 тел, на которые действуют N_1 сил, то основное уравнение динамики применительно к такой системе примет вид:

$$\sum_{i=1}^{N_1} \vec{F}_i = \sum_{i=1}^{N_2} \frac{\Delta\vec{p}_i}{\Delta t}.$$

Основное уравнение динамики системы тел: *сумма всех внешних сил, действующих на систему тел, равна скорости изменения суммарного импульса этой системы*.

Таким образом, для изменения импульса всей системы тел необходимо действие на эту систему внешних сил.

Система тел, на которую не действуют внешние силы, называется замкнутой.

Если система замкнута, т. е. если $\sum\limits_{i=1}^{N} \vec{F}_i = 0$, то согласно последнему уравнению скорость изменения ее суммарного импульса $\dfrac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = 0$, значит, и изменение суммарного импульса системы тоже равно нулю, т. е. импульс такой системы не изменяется

$$\text{при} \quad \sum_{i=1}^{N_1} \vec{F}_{i\,внеш} = 0 \qquad \vec{p}_{системы} = 0$$

Закон сохранения импульса системы тел: *общий импульс замкнутой системы тел сохраняется при всех изменениях внутри системы*.

Закон сохранения импульса выполняется и применительно к незамкнутым системам тел, когда сумма проекций внешних сил на некоторое направление движения тел равна нулю, т. е., если внешние силы, действующие вдоль этого направления, или отсутствуют, или друг друга компенсируют. В этом случае сумма проекций импульсов всех тел системы на это направление сохраняется. Например, при выстреле из орудия в горизонтальном направлении импульс снаряда сохраняется, несмотря на действие на снаряд силы тяжести, потому что проекция вертикальной силы тяжести на горизонтальное направление полета снаряда равна нулю.

Обозначим массу орудия M, а массу снаряда – m. Пусть скорость снаряда в момент вылета из ствола орудия равна υ, а скорость отката орудия сразу после выстрела равна $\vec{\upsilon}_0$. Поскольку суммарный импульс орудия и снаряда до выстрела был равен нулю, так как они покоились, то по закону сохранения импульса их суммарный импульс и после выстрела должен остаться равным нулю. Импульс орудия согласно нашим обозначениям равен $M\vec{\upsilon}_0$, а импульс снаряда – $m\vec{\upsilon}$. Тогда по закону сохранения импульса

$$0 = M\vec{\upsilon}_0 + m\vec{\upsilon},$$

откуда скорость отката орудия равна

$$\vec{\upsilon}_0 = -\frac{m\vec{\upsilon}}{M}.$$

Знак «минус» показывает, что скорость орудия направлена противоположно скорости снаряда.

Таким образом, из закона сохранения импульса следует неизбежность отдачи при стрельбе из любого оружия. При отдаче приклад винтовки ударяет в плечо стреляющего, а орудие откатывается назад. Чтобы уменьшить эффект отдачи применяют специальные противооткатные устройства, в которых кинетическая энергия орудия превращается во внутреннюю энергию противооткатного устройства (пружины, воды).

Закон сохранения импульса системы тел выполняется также, когда сумма всех внутренних сил системы неизмеримо больше любых внешних сил, действующих на эту систему. Например, сумма внутренних сил, возникающих в момент взрыва снаряда, несравненно больше действующей на снаряд силы тяжести, поэтому суммарный импульс осколков снаряда в этот момент равен импульсу снаряда до взрыва.

Закон сохранения импульса выполняется только в инерциальных системах отсчета, где действует принцип сохранения скорости при отсутствии внешних воздействий. В неинерциальных системах отсчета закон сохранения импульса не выполняется.

В основе закона сохранения импульса лежит однородность пространства Вселенной, т. е. одинаковость его свойств во всех его точках. Это значит, что перенос замкнутой системы тел из одной точки пространства в другую не изменит механических свойств этой системы и не скажется на состоянии ее движения.

В. Реактивное движение

Реактивным называется движение, возникающее вследствие отделения от тела его части с некоторой скоростью относительно тела.

Реактивное движение основано на законе сохранения импульса системы тел. Примером реактивного движения является движение ракет и космических кораблей.

Выведем уравнение движения тела переменной массы на примере ракеты массой m, имеющей запас топлива массой Δm. Пусть вначале эта ракета двигалась со скоростью $\vec{\upsilon}$ относительно земли. При этом ее импульс был равен $\vec{p}_1 = (m + \Delta m)\vec{\upsilon}$.

Пусть за некоторый промежуток времени топливо полностью выгорело и продукты его сгорания массой, равной массе топлива Δm, покинули ракету со скоростью $\vec{u}$ относительно самой ракеты. Тогда скорость продуктов сгорания относительно земли будет равна $\vec{\upsilon} + \vec{u}$, а их импульс будет равен $\vec{p}_2 = \Delta m(\vec{\upsilon} + \vec{u})$. Вследствие отделения продуктов сгорания скорость ракеты изменится на $\Delta\vec{\upsilon}$ и станет равной $\vec{\upsilon} + \Delta\vec{\upsilon}$, а ее импульс станет равным $\vec{p}_3 = m(\vec{\upsilon} + \Delta\vec{\upsilon})$.

Если на ракету не действуют внешние силы, то, по закону сохранения импульса, импульс ракеты с топливом $\vec{p}_1$ до его сгорания равен сумме импульсов топлива $\vec{p}_2$ и ракеты $\vec{p}_3$ после сгорания, $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ или $(m + \Delta m)\vec{\upsilon} = \Delta m(\vec{\upsilon} + \vec{u}) + m(\vec{\upsilon} + \Delta\vec{\upsilon})$.

Откроем скобки в последнем выражении и выполним приведение подобных членов:

$$m\vec{\upsilon} + \Delta m\vec{\upsilon} = \Delta m\vec{\upsilon} + \Delta m\vec{u} + m\vec{\upsilon} + m\Delta\vec{\upsilon}, \quad m\Delta\vec{\upsilon} = -\Delta m\vec{u}.$$

Разделим полученное выражение на время Δt, в течение которого продукты сгорания вылетали из сопла ракеты:

$$m\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = -\vec{u}\,\frac{\Delta m}{\Delta t}.$$

Здесь $\vec{a} = \dfrac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}$ – ускорение, приобретенное ракетой вследствие отделения от нее продуктов сгорания, $\dfrac{\Delta m}{\Delta t}$ – скорость изменения массы ракеты, т. е. изменение ее массы за единицу времени.

Тогда $m\vec{a} = -\vec{u}\,\dfrac{\Delta m}{\Delta t}$.

Произведение массы тела и ускорения, которое оно приобретает вследствие отделения от него его части с некоторой скоростью относительно тела, называется реактивной силой $\vec{F}_р$,

$$\vec{F}_P = m\vec{a}\,.$$

Тогда

$$\boxed{\vec{F}_P = -\vec{u}\,\frac{\Delta m}{\Delta t}}$$

Реактивная сила, действующая на ракету, равна произведению скорости продуктов сгорания топлива относительно ракеты и скорости изменения массы ракеты. Реактивная сила всегда антинаправлена продуктам сгорания топлива. Об этом свидетельствует знак «минус» в последней формуле.

Главная особенность реактивной силы состоит в том, что она возникает без взаимодействия тела с другими телами. Причиной ее возникновения служит взаимодействие тела со своей отделяющейся от него с некоторой скоростью частью. Реактивная сила не зависит от устройства двигателя ракеты, а определяется только скоростью истекающих из нее газов и расходам топлива.

Если, кроме реактивной, на ракету действует еще и некоторая внешняя сила $\vec{F}$, то уравнение динамики ее движения примет вид:

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_P$$

или

$$\boxed{m\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \vec{F} - \vec{u}\,\frac{\Delta m}{\Delta t}}$$

Это последнее уравнение называется *уравнением движения тела переменной массы* или *уравнением Мещерского* в честь профессора Петербургского университета И. В. Мещерского, который первым его вывел. Это было в 1897 г.

Решил уравнение Мещерского, т. е. получил в явном виде формулу, позволяющую в любой момент времени полета ракеты определить ее скорость по известным начальным условиям, великий русский ученый, основоположник отечественной космонавтики К. Э. Циолковский в 1903 г. Выведенная им формула получила название формулы Циолковского:

$$\boxed{\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_0 + \vec{u}\ln\frac{m_0}{m}}$$

Здесь $\vec{\upsilon}$ – скорость ракеты, когда ее масса стала равна m, $\vec{\upsilon}_0$ – скорость ракеты на старте, $\vec{u}$ – скорость продуктов сгорания относительно ракеты, $\ln$ – символ натурального логарифма, m_0 – масса ракеты на старте, m – масса ракеты в момент, когда ее скорость стала равна $\vec{\upsilon}$.

Из формулы Циолковского следует, что чем больше топлива сгорит, т. е. чем меньше будет оставшаяся масса ту тем большую скорость разовьет ракета. Для увеличения полезной массы ракеты увеличивают скорость истечения газов, подбирая соответствующие виды топлива. Кроме того, используют несколько последовательно работающих, а затем отбрасываемых ступеней, входящих в состав многоступенчатой ракеты, что позволяет наращивать скорость ракеты в полете. Идея многоступенчатой ракеты тоже была высказана Циолковским.

Циолковскому принадлежат идеи жидкостно-реактивных двигателей, реализованные значительно позже, уже в наши дни. Он первым предложил использовать для управления полетом ракеты в космическом пространстве газовые рули, указал на проблему разогрева корпуса ракеты в атмосфере. Труды К. Э. Циолковского получили мировое признание.

31. РАБОТА СИЛЫ В МЕХАНИКЕ. МОЩНОСТЬ

А. Работа в механике

Работа служит мерой действия силы, приложенной к телу со стороны других тел.

Работа в механике считается произведенной, если под действием силы тело совершило перемещение.

В скалярной записи формула работы примет вид:

$$\boxed{A = \left|\vec{F}\right|\left|\vec{S}\right|\cos\alpha} \quad \text{или} \quad \boxed{A = FS\cos\alpha} \qquad (31.1)$$

Работа силы равна произведению модуля этой силы на модуль перемещения и на косинус угла между направлениями векторов силы и перемещения.

В формуле (31.1) S – пройденный под действием силы $\vec{F}$ путь, который при прямолинейном движении числе но равен модулю перемещения, α – угол между векторами силы и перемещения.

Поскольку $F_S = F\cos\alpha$ – проекция силы на направление перемещения (рис. 31-1), то формулу работы можно записать так:

$$A = F_S S\ .$$

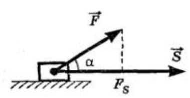


Рис. 31-1

Работа – скалярная величина. Единица работы в СИ – джоуль (Дж). Физически смысл джоуля: 1 Дж – *это работа силы* 1 Н, *под действием которой тело совершило перемещение* 1 м *в направлении действия этой силы*:

$$\text{Дж} = \text{Н}\cdot\text{м} = \frac{\text{кг}\cdot\text{м}^2}{\text{с}^2}\ .$$

Из формулы (31.1) следует, что работа зависит не толь ко от приложенной к тему силы и пути, пройденного по ее действием, но и от угла а между направлениями векторов силы и перемещения. Если векторы силы и перемещения сонаправлены, то угол а равен нулю, а $\cos 0° = 1$. В этом случае работа, совершенная силой, максимальна и равна:

$$A = FS\ .$$

При углах а больше нуля, но меньше 90°, работа положительна.

Если вектор силы перпендикулярен вектору перемещения, то $\alpha = 90°$, а $\cos\alpha = -1$ и, следовательно, работа тоже равна нулю.

Сила, перпендикулярная перемещению тела, работы в направлении перемещения не совершает.

Если угол между векторами силы и перемещения больше 90°, но меньше 180°, то косинус такого угла отрицателен и работа, соответственно, тоже будет отрицательной. Если $\alpha = 180°$, то $\cos\alpha = -1$ и работа тоже будет отрицательной и равной:

$$A = -F\cdot S\ .$$

Сила, направленная противоположно перемещению, совершает отрицательную работу. Примером такой силы может служить сила трения, действующая на тело, движущееся по неподвижной поверхности.

В случае переменной силы выберем столь малый путь ΔS, чтоб на этом пути силу $\vec{F_i}$ можно было бы считать постоянной. Тогда согласно формуле (31.1) элементарная работа ΔA_i на этом пути ΔS_i, будет равна:

$$\Delta A_i = F_i \Delta S_i \cos\alpha \quad \text{или} \quad \Delta A_i = F_{Si}\Delta S_i\ ,$$

где F_{Si} – проекция силы на направление перемещения.

Работа A на всем пути S в этом случае определится как интегральная сумма всех элементарных работ и будет равна:

$$\boxed{A = \int_S F_S dS} \qquad (31.2)$$

Формула (31.2) определяет работу переменной силы. Определим работу силы графически. Обратимся к графику на рис. 31-2, на котором вдоль оси абсцисс (горизонтальной оси координат) отложен путь S, а вдоль оси ординат (вертикальной оси) – сила F, сонаправлеыная с перемещением.

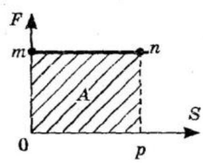


Рис. 31-2

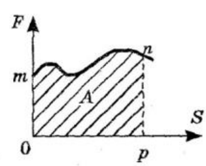


Рис. 31-3

Если на всем пути S на тело действует постоянная сила F то графиком будет прямая линия mn параллельная оси абсцисс. При этом графически работа, совершенная силой F на пути, равном длине отрезка Op, равна произведению сторон прямоугольника Om и Op, равным, соответственно, F и S. Значит, в случае постоянной силы работа графически будет равна площади прямоугольника $Omnp$, построенного на осях OF и OS как на сторонах.

В случае переменной силы (рис. 31-3) работа графически определится площадью криволинейной фигуры, ограниченной графиком и осями координат.

Определим графически работу, которую должна совершить деформирующая сила $F_{ДЕФ}$ чтобы деформация некоторой упругой пружины стала равна x. По закону Гука сила упругости $F_{УПР}$, которая при этом возникнет в пружине, равна:

$$F_{УПР} = -kx,$$

где k – жесткость пружины.

Поскольку по третьему закону Ньютона $F_{ДЕФ} = -F_{УПР}$, то $F_{ДЕФ} = kx$.

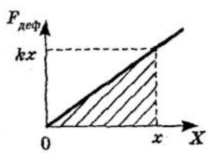


Рис. 31-4

Отложим на оси абсцисс деформацию пружины x, а по оси ординат – деформирующую силу $F_{ДЕФ}$. Графиком на рис. 31-4 будет прямая линия, проходящая через начало координат под углом к осям координат. В этом случае работа деформирующей силы будет равна площади заштрихованного прямоугольника, которая, как известно из математики, равна половине произведения катетов этого треугольника. Одним из катетов треугольника на рис. 31-4 служит отрезок Ox, равный деформации x, а другим – отрезок $F_{ДЕФ} = kx$ поэтому работа при упругой деформации определится формулой

$$\boxed{A = \frac{kx^2}{2}} \qquad (31.3)$$

Работа при упругой деформации равна половине произведения жесткости деформируемого тела и квадрата его деформации.

При сжатии пружины совершается такая же по модулю и знаку работа, что и при растяжении, поскольку при отрицательной деформирующей силе величина деформации тоже отрицательна:

Работа силы зависит от выбора системы отсчета. В разных системах отсчета перемещение тела различно, поскольку оно является функцией скорости, а скорость -величина относительная. Поэтому при определении работы надо учитывать, в какой системе отсчета она вычисляется.

Если на тело действует несколько сил, то необходимо учитывать, о работе какой силы идет речь в условии данной задачи. Например, если требуется определить работу, совершаемую при поднятии тела, то обычно речь идет о работе силы натяжения каната или троса, прикрепленного к телу, если говорится о работе при движении, например, поезда, автомобиля и т. п., то как правило, речь идет о работе силы тяги. Если же речь идет о работе нескольких сил, то их работа равна алгебраической сумме работ, совершенных каждой силой в отдельности. Если силы приложены к одному и тому же телу, то полная работа всех этих сил равна произведению модуля результирующей силы на модуль перемещения и на косинус угла между векторами силы и перемещения.

Отметим, что работа – это процесс. Ее нельзя накопить, чтобы потом израсходовать, затратить на что либо. Тем не менее термин «затраченная работа» используется в физике при определении коэффициента полезного действия (КПД) механизмов.

Коэффициентом полезного действия механизма η называется отношение полезной работы $A_{ПОЛ}$, совершенной этим механизмом, ко всей затраченной им работе $A_{ЗАТР}$, выраженное в процентах:

$$\boxed{\eta = \frac{A_{ПОЛ}}{A_{ЗАТР}} \cdot 100\%} \qquad (31.4)$$

При этом полезной работой считается работа, которую надо совершить, а затраченной – работа, которую механизм на самом деле совершает. Например, когда тянут тело по наклонной плоскости с помощью веревки, то полезная работа равна произведению силы тяжести, действующей на тело, на высоту наклонной плоскости h, а затраченная работа равна произведению силы натяжения веревки $F_{НАТ}$ на длину наклонной плоскости l: $A_{ПОЛ} = mgh$ и $A_{ПОЛ} = F_{НАТ}l$. В этом случае

$$\eta = \frac{mgh}{F_{НАТ}l} \cdot 100\%.$$

КПД может быть выражен не в процентах, а в частях. В этом случае в формуле КПД не надо отношение работ умножать на 100%, т. е. она примет вид:

$$\eta = \frac{A_{ПОЛ}}{A_{ЗАТР}}.$$

Затраченная работа всегда больше полезной, поэтому КПД любых механизмов всегда меньше 100%. Никакой механизм не может дать выигрыша в работе, а может помочь выиграть только в силе, но при этом обязательно происходит проигрыш в расстоянии. Это утверждение называют «золотым правилом механики».

Б. Мощность

Разные тела за одинаковое время способны совершить разную работу. Характеристикой работоспособности тела является его мощность.

Мощность N равна отношению работы A ко времени t, за которое эта работа совершена,

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

Физический смысл мощности: *мощность равна работе, совершенной за каждую единицу времени.*

Если работа, совершаемая за равные промежутки времени различна, то мощность равна первой производной работы по времени,

$$\boxed{N = \frac{dA}{dt}} \quad \text{или} \quad \boxed{N = A}$$

Поскольку при постоянной силе работу можно определить по формуле $A = FS\cos\alpha$, то $N = \frac{FS}{t}\cos\alpha$, где $\upsilon = \frac{S}{t}$, поэтому $N = \vec{F}\upsilon\cos\alpha$.

Здесь α – угол между векторами силы $\vec{F}$ и скорости $\vec{\upsilon}$.

Мощность равна произведению силы, действующей на тело, на скорость, с которой оно движется, и на косинус угла между векторами силы и скорости,

$$\boxed{N = F\upsilon\cos\alpha}$$

Мощность – скалярная величина. Она всегда положительна.

Единица мощности в СИ – *ватт* (Вт). Физический смысл ватта: 1 Вт – мощность такого тела, которое за каждую секунду совершает 1 Дж работы.

$$1Вт = 1\frac{Дж}{с} \quad \text{или} \quad 1Вт = 1\frac{кг \cdot м^2}{с^3}.$$

Другие единицы мощности: л. с. (лошадиная сила), гектоватт (гВт), киловатт (кВт), мегаватт (МВт);
1 л.с. ≈ 735 Вт, 1 гВт ≈ 100 Вт, 1 кВт ≈ 1000 Вт, 1 МВт ≈ 1 000 000 Вт.

32. ЭНЕРГИЯ. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

А. Энергия

Все, что существует в мире, окружающем человека, ученые называют *материей*. На нынешнем этапе развития науки считается, что материя существует в двух видах: в виде *вещества* и в виде *поля*, и эти виды взаимопревращаемы. Полевые частицы могут превращаться в частицы вещества и наоборот, что доказано на опыте.

Основным свойством материи является *движение*. Движение материи может принимать различные формы: механическую, тепловую, световую и др. Для количественной характеристики любых форм движения материи в физику введено понятие энергии.

Энергия – это общая количественная мера движения материи и взаимодействия всех ее видов.

Энергия – скалярная величина. Единицей энергии в СИ является джоуль. В энергетике используются также иные единицы энергии: гектоватт-час (гВт-ч), киловатт-час (кВт-ч), мегаватт-час (МВт-ч),

1 гВт-ч = 100 Вт. 3600 с = $3,6\cdot10^5$ Дж,

1 кВт-ч = $3,6\cdot10^6$ Дж, 1 МВт-ч = $3,6\cdot10^8$ Дж.

Для количественной характеристики качественно различных форм движения материи в физике рассматриваются соответствующие этим формам *виды энергии: механическая, тепловая (внутренняя), электрическая, магнитная, световая, атомная.*

Основным свойством различных видов энергии является их *взаимопревращаемость*.

При трении тел механическая энергия переходит в тепловую. В тепловых двигателях тепловая энергия превращается в механическую. В лампе электрическая энергия превращается в световую, а в фотоэлементах световая энергия переходит в электрическую и т. д.

Если система тел обладает энергией, значит, при определенных условиях она может совершить работу. Если при этом под действием силы совершается перемещение, значит, система, совершая работу, обладала механической энергией. В результате совершения работы механическая энергия системы изменяется на величину совершенной работы. Если до совершения работы механическая энергия системы была E_1, а после совершения она стала E_2 то совершенная системой работа равна изменению энергии системы:

$$\boxed{A = E_1 - E_2} \tag{32.1}$$

Различают два вида механической энергии: *кинетическую* E_K *и потенциальную* $E_П$. *Полная механическая энергия системы тел равна сумме ее кинетической и потенциальной энергий*:

$$\boxed{E = E_K + E_П} \tag{32.2}$$

Б. Кинетическая энергия

Кинетическая энергия тела – это энергия, которой оно обладает вследствие своего движения.

Пусть на тело массой m, двигавшееся со скоростью υ_0, подействовали силой F, в результате чего тело приобрело скорость и, пройдя при этом путь S.

Согласно второму закону Ньютона

$$F = ma\,,$$

где ускорение a, как известно из кинематики, равно:

$$a = \frac{\upsilon^2 - \upsilon_0^2}{2S}\,.$$

Тогда

$$A = m\frac{\upsilon^2 - \upsilon_0^2}{2S}S = \frac{m\upsilon^2}{2} - \frac{m\upsilon_0^2}{2}\,. \tag{32.3}$$

Половина произведения массы тела на квадрат его скорости определяет величину его кинетической энергии E_K:

$$\boxed{E_K = \frac{m\upsilon^2}{2}} \tag{32.4}$$

В формуле (32.3) уменьшаемое $\frac{m\upsilon^2}{2}$ представляет собой кинетическую энергию тела, которой оно стало обладать, когда достигло скорости υ, а вычитаемое $\frac{m\upsilon_0^2}{2}$ есть кинетическая энергия тела в начале процесса, следовательно,

$$A = E_{K2} - E_{K1} \quad \text{или} \quad A = \Delta E_K, \tag{32.5}$$

где $\Delta E = E_{K2} - E_{K1}$ есть изменение кинетической энергии тела.

Уравнение (32.5) называется *теоремой об изменении кинетической энергии*.

Теорема об изменении кинетической энергии: *работа, совершенная некоторой силой, равна изменению кинетической энергии тела, на которое эта сила действовала*.

Эта теорема справедлива как в случае действия постоянной, так и в случае действия переменной силы, причем не имеет значения, к какому виду эти силы относятся.

Кинетическая энергия тела – всегда положительная величина. Она зависит от выбора системы отсчета, ведь в разных системах отсчета скорость различна. В этом смысле кинетическая энергия является величиной относительной.

Поскольку кинетическая энергия зависит от массы и скорости только данного тела, то она не зависит от того, взаимодействует ли данное тело с другими телами или нет. *Кинетической энергией тело может обладать и тогда, когда силы на него или не действуют, или скомпенсированы, например, когда оно движется равномерно и прямолинейно*.

Кинетическая энергия системы тел равна сумме кинетических энергий тел, входящих в эту систему.

Формула кинетической энергии (32.4) справедлива только в границах классической механики. При релятивистских скоростях, т. е. скоростях тел порядка 10^7–10^8 м/с эта формула неприменима.

В СИ кинетическая энергия измеряется в джоулях.

33. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ

Если тело находится в силовом поле, т. е. в таком пространстве, где в каждой точке на него действует сила, то оно обладает механической энергией, даже оставаясь в ; состоянии покоя. Например, в гравитационном поле Земли вода, поднятая над лопастями турбины, может, если упадет на лопасти, совершить механическую работу. Значит, находясь на высоте, вода обладает механической энергией, величина которой определяется ее положением в силовом поле Земли, а именно, – высотой над лопастями турбины (чем выше, тем большая работа будет совершена при падении).

Кроме того, тело может обладать механической энергией вследствие взаимодействия с другими телами. Например, сжатая пружина обладает механической энергией, поскольку, распрямившись, она может совершить работу, заставив, к примеру, пулю совершить под действием силы перемещение при вылете из пружинного пистолета.

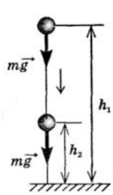


Рис. 33-1

Энергия, которой тело обладает в этих случаях, называется потенциальной энергией $E_П$.

Потенциальная энергия тела $E_П$ – это энергия, которой оно обладает вследствие того, что находится в силовом поле, или вследствие взаимодействия с другими телами.

Потенциальной энергией обладает тело в поле сил тяготения, а также упруго деформированное тело.

Определим потенциальную энергию, которой обладает тело, поднятое над Землей на высоту h_1 вследствие действия на него силы тяжести $m\vec{g}$. Здесь m – масса тела. Пусть тело, падая с высоты h_1 прошло некоторое расстояние и очутилось на высоте h_2 (рис. 33-1). При этом путь, пройденный телом, равен $h_1 - h_2$. Работа силы тяжести на этом пути равна:

$$A = mg(h_1 - h_2) \quad \text{или} \quad \boxed{A = -(mgh_2 - mgh_1)} \tag{33.1}$$

Выражение $E_{П1} = mgh_1$ представляет собой потенциальную энергию тела на высоте h_1, а выражение $E_{П2} = mgh_2$ есть потенциальная энергия тела на высоте h_2. Следовательно,

$$A = -(E_{П2} - E_{П1}) \quad \text{или} \quad A = -\Delta E_П \tag{33.2}$$

Здесь $\Delta E_П = E_{П2} - E_{П1}$ есть изменение потенциальной энергии тела.

Поскольку h_2 меньше h_1 то $E_{П2}$ меньше $E_{П1}$. Следовательно, при падении потенциальная энергия тела уменьшается. Но при этом сила тяжести сонаправлена с перемещением тела, значит, ее работа положительна. Если же тело будет взлетать вверх, то высота h_2 будет больше высоты h_1 и потенциальная энергия тела будет увеличиваться. Но при этом сила тяжести, направленная вниз, будет антинаправлена перемещению тела вверх, поэтому сила тяжести будет совершать отрицательную работу.

В итоге получается, что, когда работа силы тяжести положительна, изменение потенциальной энергии тела отрицательно, а когда работа отрицательна, изменение потенциальной энергии положительно. Этим объясняется наличие знака «минус» в формуле (33.2).

Вывод: работа силы тяжести равна изменению потенциальной энергии тела, взятому с противоположным знаком.

Формула потенциальной энергии тела на высоте h, во много раз меньшей радиуса Земли, выглядит так:

$$\boxed{E_П = mgh} \qquad (33.3)$$

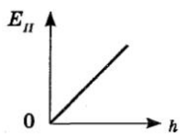


Рис. 31-2

Графическая зависимость потенциальной энергии $E_П$ от высоты к показана на рис. 33-2.

Потенциальная энергия зависит от вида взаимодействий тел и характера силового поля, в котором находится тело. Рассмотрим вывод формулы потенциальной энергии тела в гравитационном поле Земли. Пусть расстояние между телом, принятым за материальную точку, и центром Земли, равно r, причем r больше радиуса Земли R. Между этим телом и Землей действует сила тяготения, равная согласно закону всемирного тяготения

$$F_{тяг} = G\frac{mM}{r^2}.$$

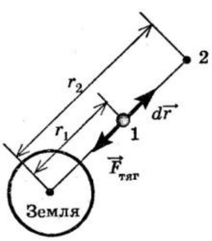


Рис. 33-3

Здесь m – масса тела, M – масса Земли.

Будем перемещать тело из точки 1, расположенной на расстоянии r_1 от центра Земли, в точку 2, расположенную от него на расстоянии r_2 (рис. 33-3). Так как сила тяготения является функцией расстояния r, работу перемещения определим методом интегрирования (учтем, что сила тяготения $F_{тяг}$, направленная к центру Земли, антинаправлена перемещению тела): $A = \int_{r_1}^{r_2} F_{тяг} dr \cos\alpha$, где $\alpha = 180°$ и $\cos\alpha = -1$, поэтому $A = -\int_{r_1}^{r_2} F_{тяг} dr =$

$$-\int_{r_1}^{r_2} G\frac{mM}{r^2}dr = -GmM\int_{r_1}^{r_2} r^{-2}dr = -GmM\left.\frac{r^{-2+1}}{-2+1}\right|_{r_1}^{r_2} = = -GmM\left(-\frac{1}{r_2} - \left(-\frac{1}{r_1}\right)\right)$$

$$= -\left(-G\frac{mM}{r_2} - \left(-G\frac{mM}{r_1}\right)\right).$$

Здесь $E_{П2} = -G\frac{mM}{r_2}$ и $E_{П1} = -G\frac{mM}{r_1}$ и тогда опять

$$A = -\left(E_{П2} - E_{П1}\right).$$

Таким образом, потенциальная энергия тела в гравитационном поле планеты определяется формулой

$$\boxed{E_П = -G\frac{mM}{r}} \qquad (33.4)$$

Определим потенциальную энергию, которой обладает упруго деформированное тело. Пусть под действием силы упругости $F_{упр}$ пружина деформировалась на dx, причем первоначальная деформация пружины была x_1, а конечная стала x_2. При этом работа переменной силы упругости A определится опять методом интегрирования: $A = \int_{x_1}^{x_2} F_{упр} dx$, где по закону Гука $F_{упр} = -kx$. Тогда

$$A=\int_{x_1}^{x_2}(-kx)\,dx=-k\int_{x_1}^{x_2}x\,dx=-k\left.\frac{x^2}{2}\right|_{x_1}^{x_2}=-\left(\frac{kx_2^2}{2}-\frac{kx_1^2}{2}\right).$$

Здесь $E_{П2}=\dfrac{kx_2^2}{2}$ и $E_{П1}=\dfrac{kx_1^2}{2}$ и, значит, $A=-(E_{П2}-E_{П1})$.

Таким образом, потенциальная энергия упруго деформированной пружины определяется формулой

$$\boxed{E_П=\frac{kx^2}{2}}$$

Графическая зависимость потенциальной энергии $E_П$ от деформации тела x показана на рис, 33-4.

Рис. 33-4

В отличие от кинетической энергии, которая является энергией самого движущегося тела и не зависит от наличия или отсутствия других тел, потенциальная энергия -это энергия взаимодействия двух или более тел или частей одного тела. Потенциальная энергия системы тел равна сумме потенциальных энергий каждой пары взаимодействующих тел системы.

Потенциальная энергия тел зависит от их взаимного расположения относительно друг друга, недаром во все формулы потенциальной энергии входит расстояние между телами. Рассмотрим пример (рис. 33-5).

Пусть тело массой m расположено на высоте h_1 над уровнем ab и на высоте h_1+h_2 над уровнем cd причем эти высоты много меньше радиуса Земли. Тогда, согласно формуле (33.3), его потенциальная энергия относительно этих уровней будет равна

$$E_{Пab}=mgh_1 \quad \text{и} \quad E_{Пcd}=mg(h_1+h_2),$$

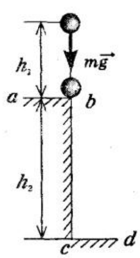


Рис. 33-5

т. е. у одного и того же тела она будет разной. Поэтому физики говорят, что сама величина потенциальной энергии не имеет физического смысла, потому что относительно одних тел потенциальная энергия данного тела одна, а относительно других – другая. Если тело на рис. 33-5 опустится на уровень ab, его потенциальная энергия будет равна нулю относительно этого уровня, ведь станет равна нулю высота h_1. Но относительно уровня cd потенциальная энергия этого же тела не будет равна нулю, а будет равна теперь уже

$$E_{Пcd}=mgh_2.$$

Таким образом, физический смысл будет иметь не сама потенциальная энергия тела, а разность его потенциальных энергий, т. е. ее изменение. Всегда можно выбрать такое положение тела, в котором его потенциальная энергия относительно другого тела равна нулю.

Положение тела или системы тел, в котором его потенциальная энергия равна нулю, называется нулевым уровнем потенциальной энергии. Так, на рис. 33-5 нулевым уровнем потенциальной энергии является состояние, когда тело находится на уровне ab, и определяется потенциальная энергия относительно этого уровня.

Выбор нулевого уровня может быть произвольным и определяется исключительно соображениями удобства решения поставленной задачи. Например, при решении задач, в которых говорится о теле, поднятом на высоту над землей, удобно за нулевой уровень принять поверхность земли, а при решении задач упругой деформации за нулевой уровень обычно принимают недеформированное состояние упругого тела. Во всех случаях удобно принимать за нулевой уровень такое положение тела, когда его потенциальная энергия минимальна и ее можно считать равной нулю.

В отличие от кинетической энергии, которая всегда положительна, потенциальная энергия является алгебраической величиной, т. е. может быть как положительной, так и отрицательной. Так, если тело на рис. 33-5 опустить на уровень ей, то относительно нулевого уровня cd потенциальная энергия этого тела будет равна:

$$E_П=-mgh_2.$$

Если мы знаем потенциальную энергию данного тела относительно одного тела, то к ней мы можем прибавить некоторую константу $const$ и определить таким образом потенциальную энергию этого тела относительно другого тела:

$$E_П = mgh + const \quad \text{или} \quad E_П = \frac{kx^2}{2} + const\,.$$

В случае гравитационного тяготения двух тел массами m_1 и m_2 их потенциальная энергия может быть определена выражением

$$E_П = -G\frac{m_1 m_2}{r} + const\,.$$

В этом случае выбрать нулевой уровень так, чтобы потенциальная энергия этих двух тел была минимальна, невозможно, ведь при $r = 0$

$$E_П = -G\frac{m_1 m_2}{r} = -\infty\,.$$

В таком случае удобнее всего считать равной нулю саму константу ($const = 0$) и принимать за нулевой уровень состояние, когда тела удалены друг от друга на бесконечно большое расстояние, т. е. когда $r = \infty$.

При этом $E_П = -G\dfrac{m_1 m_2}{r} = 0$.

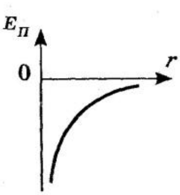


Рис. 33-6

В случае гравитационного тяготения тел при любом r потенциальная энергия всегда отрицательна. График зависимости потенциальной энергии тяготеющих друг к другу материальных точек от расстояния между ними показан на рис. 33-6.

Из приведенных выше формул следует, что потенциальная энергия зависит от расстояния между телами, а эти расстояния представляют собой в конкретной системе отсчета разность координат. Разность координат в любых системах отсчета одинакова, даже когда сами координаты разные. Поэтому потенциальная энергия не является относительной величиной, т. е. относительно разных систем отсчета потенциальная энергия одного и того же тела одинакова. В этом состоит еще одно очень важное отличие потенциальной энергии от кинетической.

Как и всякая энергия, потенциальная энергия в СИ измеряется в джоулях.

34. ПОЛЕ СИЛ. СИЛЫ КОНСЕРВАТИВНЫЕ И НЕКОНСЕРВАТИВНЫЕ

Если в каждой точке пространства на тело действует сила, то оно находится в *поле сил* (или в *силовом поле*). Примером силового поля является поле сил тяготения или гравитационное поле.

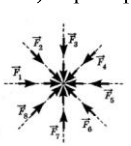


Рис. 31-1

Если линий действия всех сил поля проходят через одну и ту же точку, то такое поле называется *центральным* (рис. 34-1).

Примером центрального поля может служить гравитационное поле Земли. Точка, в которой пересекаются линии действия всех сил центральное поля (центральных сил), называется его центром. В нашем примере таким центром будет центр земного шара.

Поле постоянных во времени сил называется стационарным.

Поле сил тяжести вблизи земной поверхности может служить примером однородного поля (рис. 34-2).

Однородным полем называют поле, в котором линии действия сил изображаются параллельными прямыми, расположенными на одинаковом расстоянии друг от друга. В каждой точке такого поля на тело действуют одинаковые силы.

Пусть под действием силы тяжести тело падает с высоты H перемещаясь из точки 1 в точку 2 (рис. 34-3).

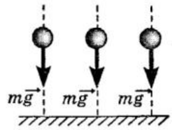


Рис. 34-2

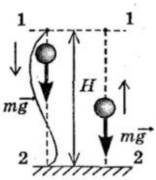


Рис. 34-3

При этом сила тяжести совершает работу

$$A_{1-2} = mgH .$$

Затем тело свободно бросают из точки 2 вверх на ту же высоту H. Теперь сила тяжести будет антинаправлена перемещению тела, поэтому в формуле работы (31.1) косинус угла между векторами силы и перемещения, равного 180°, будет равен -1 и работа силы тяжести будет равна:

$$A_{2-1} = -mgH .$$

Тогда работа силы тяжести на замкнутой траектории 1-2-1 будет равна:

$$A = mgH + (-mgH) = 0 .$$

Кроме того, величина этой работы не будет зависеть от формы траектории, по которой будет двигаться тело. Действительно, если его переносить из точки 1 в точку 2 по произвольной криволинейной траектории, то величина силы тяжести и высота H от этого не изменятся, значит, и работа силы тяжести останется прежней.

Силы, работа которых на замкнутой траектории равна нулю и не зависит от формы траектории, называются консервативными. В механике консервативными силами являются сила тяжести (силы тяготения) и сила упругости.

Когда мы растягиваем пружину, то работа сил упругости отрицательна, так как при этом силы упругости антинаправлены деформации пружины. Когда же пружина начнет сжиматься, то работа сил упругости будет положительна, так как теперь силы упругости направлены вместе с деформацией тела к положению равновесия, т. е. сонаправлены с деформацией. При этом работа сил упругости на замкнутой траектории равна нулю. Значит, силы упругости тоже являются консервативными. В общем случае, если сила не зависит от скорости, то она является консервативной.

Поле, в котором действуют только консервативные силы, называется потенциальным полем. Поля сил тяжести (сил тяготения) и сил упругости – это потенциальные поля. Тело в потенциальном поле обладает потенциальной энергией. Следовательно, потенциальную энергию телу сообщают только консервативные силы.

Силы, работа которых на замкнутой траектории не равна нулю и зависит от формы траектории движения тела, называются неконсервативными. Примером некои сервативных сил в механике могут служить силы трения

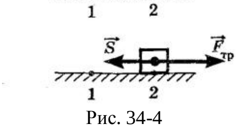


Рис. 34-4

Обратимся к рис. 34-4.

Пусть тело перемещается по горизонтальной поверхности из точки 1 в точку 2 и при этом на него действует сила трения $F_{тр}$. На участке 1-2 работа силы трения будет равна:

$$A_{1-2} = -F_{тр}S .$$

Знак «минус» здесь стоит потому, что сила трения антинаправлена перемещению тела $\vec{S}$ и косинус угла 180° между векторами силы трения и перемещения равен -1.

Если теперь тело переместить из точки 2 в точку 1, то в формуле работы силы трения ничего не изменится: ни величина силы трения, ни модуль перемещения, ни угол между векторами силы и перемещения, он по-прежнему будет равен 180°. Значит, и при таком перемещении работа по-прежнему будет равна:

$$A_{2-1} = -F_{тр}S .$$

Тогда на замкнутой траектории 1-2-1 работа силы трения будет равна

$$A = -F_{тр}S + \left(-F_{тр}S\right) = -2F_{тр}S\,,$$

т. е. она не будет равна нулю, и, значит, сила трения не является консервативной силой.

Поле, в котором действуют неконсервативные силы, называется непотенциальным полем.

Действие неконсервативных сил приводит к рассеиванию (*диссипации*) механической энергии, превращению ее в другие виды энергии, например, во внутреннюю (тепловую). Например, действие сил трения приводит к превращению кинетической энергии движущегося тела в тепловую, отчего трущиеся тела нагреваются.

Все силовые поля в реальных условиях представляют собой суперпозицию потенциальных и непотенциальных полей.

В земных условиях все замкнутые системы тел всегда являются диссипативными, так как в них всегда действуют неконсервативные силы трения, сопротивления, вязкости (внутреннего трения в жидкости или газе), что приводит к рассеиванию механической энергии. Чтобы система тел не теряла механическую энергию (т. е. не была диссипативной), на нее должны действовать внешние силы, за счет которых механическая энергия системы будет восстанавливаться.

Изменение потенциальной энергии тела может совершаться за счет работы только консервативных сил, а вот изменение кинетической энергии тела может происходить за счет работы как консервативных, так и неконсервативных сил. Например, действие сил трения может приводить не только к уменьшению скорости тела, но и к ее увеличению, т. е. кинетическая энергия тела под действием неконсервативных сил может как уменьшаться, так и увеличиваться. В этом состоит еще одно существенное отличие кинетической энергии от потенциальной.

35. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ. АБСОЛЮТНО УПРУГИЙ И АБСОЛЮТНО НЕУПРУГИЙ УДАРЫ ШАРОВ

А. Закон сохранения энергии

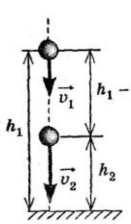


Рис. 35-1

Пусть тело массой m свободно падает в потенциальном поле консервативных сил тяжести. На высоте h_1 его скорость равна υ_1, а на высоте h_2 она стала равна υ_2 (рис. 35-1). Падающее тело и Земля составляют замкнутую систему тел.

Движение тела является равноускоренным с ускорением g и может быть описано уравнениями кинематики.

На пути $h_1 - h_2$ скорость тела увеличилась от υ_1 до υ_2. Согласно уравнению кинематики: $\upsilon_2^2 - \upsilon_1^2 = 2g\left(h_1 - h_2\right)$ или $h_1 - h_2 = \dfrac{\upsilon_2^2}{2g} - \dfrac{\upsilon_1^2}{2g}$.

Умножив левую и правую части последнего равенства на mg, получим:

$$mgh_1 - mgh_2 = \frac{mg\upsilon_2^2}{2g} - \frac{mg\upsilon_1^2}{2g}$$

или

$$-\left(mgh_2 - mgh_1\right) = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2}\,. \qquad (35.1)$$

Правая часть этого уравнения представляет собой изменение кинетической энергии тела (ее увеличение), а левая – изменение потенциальной энергии (ее уменьшение), поскольку там перед скобками стоит знак минус. Получается, что насколько кинетическая энергия на пути $h_1 - h_2$ увеличилась, настолько же потенциальная энергия тела уменьшилась.

Следовательно, *в поле только консервативных сил убыль потенциальной энергии компенсируется увеличением кинетической энергии тела*.

$$-\left(E_{П2} - E_{П1}\right) = E_{К2} - E_{К1}\,.$$

Равенство (35.1) можно записать иначе, перенеся в его левую часть все члены с индексом 1, а в правую – с индексом 2. Тогда получим:

$$\boxed{mgh_1 + \frac{m\upsilon_1^2}{2} = mgh_2 + \frac{m\upsilon_2^2}{2}}$$

или $E_{П1} + E_{К1} = E_{П2} + E_{К2}$ или $E_П + E_К = E = const$,
где E – полная механическая энергия системы тел.

Последнее выражение представляет собой математическую запись закона сохранения механической энергии.

Закон сохранения механической энергии: *в замкнутой системе тел, где между телами действуют только силы тяжести или силы упругости (консервативные силы), полная механическая энергия системы сохраняется*.

В реальных условиях на тело или систему тел, кроме консервативных сил, всегда действуют неконсервативные силы трения, сопротивления, вязкости, приводящие к диссипации (рассеиванию) механической энергии, превращению ее во внутреннюю энергию тел. Поэтому в реальных условиях полная механическая энергия замкнутой системы тел никогда не сохраняется. Для ее сохранения надо систему разомкнуть, чтобы на нее действовали внешние силы, которые пополняли бы запас механической энергии системы. Таким образом, закон сохранения механической энергии выполняется не всегда. Но всегда и везде выполняется всеобщий закон природы – *закон сохранения и превращения энергии*.

Закон сохранения и превращения энергии: *энергия не возникает из ничего и не исчезает, а лишь превращается из одного вида в другой в эквивалентных количествах*.

Закон сохранения энергии является одним из наиболее фундаментальных законов природы. Он справедлив для любых видов взаимодействий тел. В его основе лежит однородность времени, т. е. равнозначность всех его моментов. Это значит, что закон сохранения энергии справедлив для любых моментов времени, следовательно, любые моменты времени эквивалентны.

Закон сохранения энергии утверждает неуничтожимость движения материи.

Б. Упругий и неупругий удар шаров

При соударении тел наблюдается как упругая, так и пластическая деформации. Но в зависимости от свойств соударяющихся тел может преобладать тот или другой вид деформации. Например, при ударе хоккейной шайбы о клюшку она сжимается за 1/5000 с почти на сантиметр, а затем за это же время практически восстанавливает прежнюю форму и клюшка практически не претерпевает деформации о Такой удар можно считать упругим. При попадании летящей пули в неподвижную стальную преграду пуля иногда рикошетом отскакивает от нее без потери скорости и под тем же углом. При этом пуля практически не деформируется, т. е. соударение пули и преграды можно считать упругим. Если же, пробив неподвижную преграду, пуля застревает в ней или вылетает с меньшей скоростью, или деформируется, то такой удар уже не является упругим, так как часть или вся механическая энергия пули превращается во внутреннюю энергию. Это пример неупругого удара,

В теории удара рассматриваются два предельных вида соударений: *абсолютно упругий* и *абсолютно неупругий* удар. Оба этих взаимодействия представляют собой пример физической абстракции. Тем не менее теория абсолютных упругого и абсолютно неупругого ударов имеет важное значение при практических расчетах, выполняясь тем точнее, чем ближе реальное соударение тел к абсолютно упругому или абсолютно неупругому удару.

Абсолютно упругим ударом называется удар, при котором механическая энергия тел не превращается в их внутреннюю энергию и не рассеивается в окружающую среду. При этом ударе кинетическая энергия тел частично или полностью превращается в потенциальную энергию их упругой деформации, которая затем полностью снова превращается в кинетическую энех>гию. При абсолютно упругом ударе между телами действуют только консервативные силы, благодаря чему не происходит диссипации механической энергии (имеется в виду, что система соударяющихся тел замкнута). Поэтому при абсолютно упругом ударе выполняются оба закона сохранения: закон сохранения импульса и закон сохранения механической энергии (точнее, кинетической энергии).

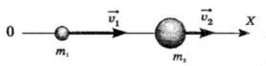


Рис. 31-1

Рассмотрим применение законов сохранения импульса и механической энергии для определения скоростей двух шаров после центрального абсолютно упругого удара, при котором прямолинейная траектория шаров проходит через их центры. Пусть масса первого шара m_1, его скорость до удара $\vec{\upsilon}_{01}$, его скорость после удара $\vec{\upsilon}_1$, масса второго шара m_2, его скорость до удара $\vec{\upsilon}_{02}$, его скорость после удара $\vec{\upsilon}_2$ (рис. 35-2).

По закону сохранения механической энергии сумма кинетических энергий шаров до соударения равна сумме их кинетических энергий после соударения:

$$\frac{m_1\vec{\upsilon}_{01}^2}{2}+\frac{m_2\vec{\upsilon}_{02}^2}{2}=\frac{m_1\vec{\upsilon}_1^2}{2}+\frac{m_1\vec{\upsilon}_2^2}{2}. \qquad (35.2)$$

Кроме того, по закону сохранения импульса суммарный импульс шаров до удара $\vec{p}_{01}+\vec{p}_{02}$ равен суммарному импульсу шаров после удара $\vec{p}_1+\vec{p}_2$,

$$\vec{p}_{01}+\vec{p}_{02}=\vec{p}_1+\vec{p}_2 \quad \text{или} \quad m_1\vec{\upsilon}_{01}+m_2\vec{\upsilon}_{02}=m_1\vec{\upsilon}_1+m_2\vec{\upsilon}_2. \qquad (35.3)$$

Преобразуем уравнения (35.2) и (35.3) следующим образом:

$$m_1\left(\vec{\upsilon}_{01}^2-\vec{\upsilon}_1^2\right)=m_2\left(\vec{\upsilon}_{02}^2-\vec{\upsilon}_2^2\right). \qquad (35.4)$$

$$m_1\left(\vec{\upsilon}_{01}-\vec{\upsilon}_1\right)=m_2\left(\vec{\upsilon}_{02}-\vec{\upsilon}_2\right). \qquad (35.5)$$

Теперь разделим уравнение (35.4) на (35.5). Получим:

$$\vec{\upsilon}_{01}+\vec{\upsilon}_1=\vec{\upsilon}_{02}+\vec{\upsilon}_2. \qquad (35.6)$$

Умножим каждый член уравнения (35.6) на m_2:

$$m_2\vec{\upsilon}_{01}+m_2\vec{\upsilon}_1=m_2\vec{\upsilon}_{02}+m_2\vec{\upsilon}_2 \qquad (35.7)$$

Теперь раскроем скобки в уравнении (35.5) и из полученного выражения вычтем уравнение (35.7). Тем самым мы исключим член $m_2\vec{\upsilon}_2$ и получим уравнение с одним неизвестным $\vec{\upsilon}_1$:

$$\begin{array}{r} -\,m_1\vec{\upsilon}_{01}-m_2\vec{\upsilon}_1=m_2\vec{\upsilon}_2-m_2\vec{\upsilon}_{02} \\ \underline{m_2\vec{\upsilon}_{01}+m_2\vec{\upsilon}_1=m_2\vec{\upsilon}_2+m_2\vec{\upsilon}_{02}} \\ \vec{\upsilon}_{01}\left(m_1-m_2\right)-\vec{\upsilon}_1\left(m_1+m_2\right)=-2m_2\vec{\upsilon}_{02} \end{array}$$

откуда

$$\boxed{\vec{\upsilon}_1=\frac{\vec{\upsilon}_{01}\left(m_1+m_2\right)+2m_2\vec{\upsilon}_{02}}{m_1+m_2}} \qquad (35.8)$$

Формула (35.8) позволяет определить скорость первого шара после удара.

Для определения скорости второго шара после удара умножим уравнение (35.6) на m_1:

$$m_1\vec{\upsilon}_{01}+m_1\vec{\upsilon}_1=m_1\vec{\upsilon}_{02}+m_1\vec{\upsilon}_{12} \qquad (35.9)$$

Теперь опять откроем скобки в уравнении (35.5) и полученное выражение сложим с уравнением (35.9). Тем самым мы исключим член $m_1\vec{\upsilon}_1$ и получим уравнение с одним неизвестным $\vec{\upsilon}_2$:

$$\begin{array}{r} -\,m_1\vec{\upsilon}_{01}-m_1\vec{\upsilon}_1=m_2\vec{\upsilon}_2-m_2\vec{\upsilon}_{02} \\ \underline{m_1\vec{\upsilon}_{01}+m_1\vec{\upsilon}_1=m_2\vec{\upsilon}_2+m_1\vec{\upsilon}_{02}} \\ 2m_1\vec{\upsilon}_{01}=\vec{\upsilon}_2\left(m_1+m_2\right)+\vec{\upsilon}_{02}\left(m_1-m_2\right) \end{array}$$

откуда

$$\boxed{\vec{\upsilon}_2=\frac{\vec{\upsilon}_{02}\left(m_2-m_1\right)+2m_1\vec{\upsilon}_{01}}{m_1+m_2}} \qquad (35.10)$$

Для получения модулей скоростей надо спроецировать импульсы шаров на оси координат и перед проекциями импульсов, антинаправленных осям, поставить минус.

Рассмотрим некоторые следствия из формул (35.8) и (35.10).

С л е д с т в и е 1 . Если шары до соударения движутся в одном направлении, то их скорости после соударения обязательно будут разными. В противном случае, т. е. когда $\vec{\upsilon}_1 = \vec{\upsilon}_2$, приравняв правые части уравнений (35.8) и (35.10), мы получим:

$$\frac{\vec{\upsilon}_{01}\left(m_1 - m_2\right) + 2m_2\vec{\upsilon}_{02}}{m_1 + m_2} = \frac{\vec{\upsilon}_{02}\left(m_2 - m_2\right) + 2m_1\vec{\upsilon}_{01}}{m_1 + m_2}$$

или

$$m_1\vec{\upsilon}_{01} - m_2\vec{\upsilon}_{01} + 2m_2\vec{\upsilon}_{02} = m_2\vec{\upsilon}_{02} - m_1\vec{\upsilon}_{02} + 2m_1\vec{\upsilon}_{01},$$

$$\vec{\upsilon}_{02}\left(m_1 + m_2\right) = \vec{\upsilon}_{01}\left(m_1 + m_2\right),$$

откуда

$$\vec{\upsilon}_{01} = \vec{\upsilon}_{02}.$$

Следовательно, если скорости шаров после соударения одинаковы, то и до соударения они должны быть одинаковы. Но тогда первый шар никогда не догонит второй, поскольку они вначале пространственно разделены, и удара не будет.

Если шары до соударения двигались навстречу друг другу, то, приняв скорость первого шара сонаправленной с осью OX, перед скоростью $\vec{\upsilon}_{02}$ второго шара поставим знак «минус». Тогда, если $\left|\vec{\upsilon}_1\right| = \left|\vec{\upsilon}_2\right|$ то получим в скалярной записи:

$$\frac{\upsilon_{01}\left(m_1 - m_2\right) - 2m_2\upsilon_{02}}{m_1 + m_2} = \frac{-\upsilon_{02}\left(m_2 - m_2\right) + 2m_1\upsilon_{01}}{m_1 + m_2},$$

$$m_1\upsilon_{01} - m_2\upsilon_{01} - 2m_2\upsilon_{02} = -m_2\upsilon_{02} + m_1\upsilon_{02} + 2m_1\upsilon_{01},$$

$$-m_2\upsilon_{01} - 2m_2\upsilon_{02} = m_1\upsilon_{02} + 2m_1\upsilon_{01},$$

$$-\upsilon_{01}\left(m_1 + m_2\right) = \upsilon_{02}\left(m_1 + m_2\right),$$

откуда

$$\upsilon_{01} = -\upsilon_{02}.$$

Следовательно, если шары двигались навстречу друг другу до соударения с одинаковыми по модулю скоростями, то после соударения они разлетятся в противоположных направлениях с прежними по модулю скоростями.

С л е д с т в и е 2 . Пусть массы шаров одинаковы, т. е. $m_1 = m_2$. Тогда уравнение (35.8) примет вид:

$$\vec{\upsilon}_1 = \frac{\vec{\upsilon}_{01}\left(m_1 - m_1\right) + 2m_1\vec{\upsilon}_{02}}{m_1 + m_2},$$

откуда

$$\vec{\upsilon}_1 = \vec{\upsilon}_{02}.$$

Подставив в уравнение (35.10) вместо m_1 массу m_2, получим аналогично: $\vec{\upsilon}_2 = \vec{\upsilon}_{01}$.

Таким образом, если массы шаров одинаковы, шары при соударении обмениваются скоростями. При этом если движущийся шар налетел на покоящийся, то налетевший шар остановится, а тот, что покоился, станет двигаться со скоростью налетевшего шара.

С л е д с т в и е 3 . Пусть масса одного из тел бесконечно велика, а его скорость до соударения равна нулю. Такой случай имеет место, когда шар налетает на неподвижную стенку, масса которой m_2 неизмеримо больше массы шара m_1. Вектор скорости шара направлен перпендикулярно стенке. В уравнениях (35.8) и (35.10) разделим числитель и знаменатель на m_2 и примем отношение $\frac{m_1}{m_2} = 0$ и, кроме того, $\upsilon_{02} = 0$. Получим в скалярной записи:

$$\upsilon_1 = \frac{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)\upsilon_{01}}{\frac{m_1}{m_2} + 1} = -\upsilon_{01},\ \upsilon_2 = \frac{2\frac{m_1}{m_2}\upsilon_{01}}{\frac{m_1}{m_2} + 1} = -0\,.$$

Следовательно, стенка останется неподвижной, а шар после удара станет двигаться с прежней по модулю скоростью в противоположном направлении. При этом изменение импульса шара $\Delta p_{шара}$ по модулю будет равно

$$\Delta p_{шара} = p_2 - p_1,$$

где $p_2 = -m_1\upsilon_1$, $p_1 = m_1\upsilon_1$, поэтому

$$\Delta p_{шара} = -2m_1\upsilon_1$$

Согласно основному уравнению динамики стенка испытывает импульс силы $F\Delta t$, равный:

$$F\Delta t = \Delta p_{ст} = 2m_1\upsilon_1,$$

так как по третьему закону Ньютона

$$\Delta p_{ст} = -\Delta p_{шара},$$

Следствие4. В случае нецентрального удара шары после соударения движутся под углом к прежней траектории. При решении подобных задач имеет смысл спроецировать импульсы шаров после соударения на два взаимно перпендикулярных направления, выбрав одно из них вдоль прежней траектории, и применять закон сохранения импульса к проекциям импульсов на эти направления.

Особый интерес представляет нецентральный удар шаров одинаковой массы, когда один из них до удара покоился (рис. 35-3). В этом случае законы сохранения (35.2) и (35.3) после сокращения примут вид:

$$\upsilon_{01}^2 = \upsilon_1^2 + \upsilon_2^2, \tag{35.11}$$

$$\vec{\upsilon}_{01} = \vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_2.$$

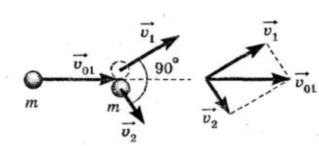


Рис. 35-3

Уравнение (35.11) представляет собой теорему Пифагора, записанную применительно к треугольнику, образованному векторами $\vec{\upsilon}_1$, $\vec{\upsilon}_2$ и $\vec{\upsilon}_{01}$. Из этих уравнений следует, что вектор $\vec{\upsilon}_{01}$ является гипотенузой прямоугольного треугольника с катетами $\vec{\upsilon}_1$ и $\vec{\upsilon}_2$. Следовательно, после соударения шары разлетятся под прямым углом друг к другу. Этот вывод легко подтвердить, наблюдая нецентральный удар бильярдных шаров, когда один из них покоится. После удара они всегда разлетаются под прямыми углами.

Абсолютно неупругим называется удар, при котором механическая энергия частично или полностью переходит во внутреннюю энергию соударяющихся тел. При этом кинетическая энергия совсем не превращается в потенциальную энергию упругой деформации, так как между телами не действуют консервативные силы упругости. При абсолютно неупругом ударе замкнутой системы тел закон сохранения механической энергии не выполняется, а выполняется только закон сохранения импульса. В результате такого удара тела движутся в одном направлении с одинаковой скоростью, если после удара сохранилась часть бывшей у них до удара кинетической энергии, или покоятся, если их кинетическая энергия полностью превратилась во внутреннюю.

Рассмотрим абсолютно неупругий удар двух шаров массами m_1 и m_2, которые до удара двигались со скоростями $\vec{\upsilon}_1$ и $\vec{\upsilon}_2$, а после удара они приобрели скорость $\vec{\upsilon}$ (рис. 35-4).

Пусть шары составляют замкнутую систему. По закону сохранения импульса суммарный импульс шаров до удара равен их суммарному импульсу после удара,

$$m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2 = m_1\vec{\upsilon} + m_1\vec{\upsilon}\,.$$

Отсюда скорость шаров после удара станет равна:

$$\vec{\upsilon} = \frac{m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2}{m_1 + m_2}\,.$$

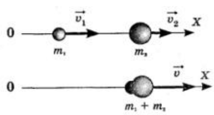


Рис. 35-4

Для получения модуля скорости нужно спроецировать импульсы тел на выбранное направление (лучше сонаправить ось OX с направлением одного из импульсов), и перед импульсом, направленным противоположно, поставить минус.

Теория абсолютно упругого и абсолютно неупругого ударов используется в теоретической механике, когда нужно рассчитать напряжения и деформации, вызванные в телах ударными силами. Решение задач реальных ударов является чрезвычайно сложным процессом, поскольку в телах при ударе возникают кроме процессов деформации, волновые процессы, распространяющиеся внутри тел. Эти процессы могут приводить к изменению структуры тел и к внутренним разрушениям, поэтому при подобных расчетах необходимо учитывать упругие и пластические свойства материалов. При решении многих задач удара часто опираются на результаты разнообразных стендовых испытаний, анализируя и обобщая их. Теория удара широко используется при расчетах взрывных процессов в случае непосредственного контакта взрывного устройства с взрываемым телом, так как подобные процессы эквивалентны соударению тел, движущихся со скоростью до 1000 м/с.

Теория упругого и неупругого ударов широко применяется в физике элементарных частиц при расчетах столкновений ядер, при захвате частиц и в других процессах.

36. ДИНАМИКА ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ПРИ ВРАЩАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ

Вращательным движением твердого тела вокруг закрепленной оси называют такое движение, при котором каждая точка тела, кроме тех, что лежат на оси вращения, движется по окружности в плоскости, перпендикулярной оси вращения, с центром, лежащим на этой оси. Примером такого движения является суточное вращение Земли вокруг оси, вращение колес автомобиля, вращение ротора генератора тока и т. п. Зачастую вращательное движение тел происходит одновременно с поступательным. Примером такого движения является полет снаряда, вылетевшего из нарезного ствола орудия.

В кинематике вращательного движения мы ввели параметры, аналогичные параметрам кинематики поступательного движения. Так, аналогом пути S в кинематике вращательного движения является угол поворота φ, аналогом скорости υ – угловая скорость ω и аналогом ускорения a – угловое ускорение ε. При этом все уравнения кинематики вращательного движения, записанные посредством соответствующих параметров, выглядят аналогично таким же уравнениям кинематики поступательного движения. Например, формула модуля ускорения, которая в кинематике равноускоренного движения записывается как

$$a = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t}.$$

в кинематике вращательного движения выглядит следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t}.$$

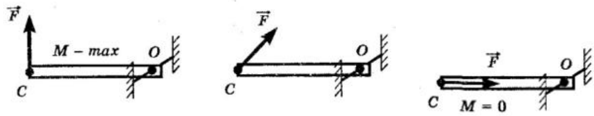
Аналогично можно записать и остальные формулы.

Подобная аналогия между параметрами имеет место и в динамике этих видов движения. Напоминаем: основными параметрами динамики поступательного движения являются: сила $\vec{F}$, масса m и импульс p. Им соответствуют в динамике вращательного движения: *момент силы* $\vec{M}$, *момент инерции* J *и момент импульса* $\vec{L}$. В дальнейшем мы покажем, что все законы и уравнения динамики вращательного движения записываются посредством этих величин совершенно аналогично законам и уравнениям динамики поступательного движения. Но сначала рассмотрим эти параметры подробнее.

37. МОМЕНТ СИЛЫ

Момент силы – это количественная мера взаимодействия тел, вследствие которого возникает вращательное движение.

Рассмотрим пример. Пусть линейка насажена на закрепленную ось, вокруг которой она может вращаться под действием силы $\vec{F}$, приложенной к точке C (рис. 37-1). Если сила направлена так, как показано на рис. 37-1, а, то угловое ускорение, приобретенное линейкой под действием этой силы, будет максимальным, а если – так, как показано на рис. 37-1, б, то оно будет меньше, хотя модуль силы остался прежним. Если же силу Р направить так, чтобы ее линия действия проходила через ось вращения, как показано на рис. 37-1, в, то угловое ускорение линейки будет равно нулю, поскольку она при такой ориентации вектора силы $\vec{F}$ вращаться не будет. Если точку приложения силы $\vec{F}$ перенести на другое место, то даже при неизменных величине и направлении силы угловое ускорение бруска изменится: чем ближе эта точка будет к оси вращения, тем оно будет меньше.



а) б) в)

Рис. 37-1

Таким образом, вращающее действие силы зависит не только от ее величины, но и от точки приложения к телу и направления вектора силы. Для характеристики способности данной силы, вращающей тело, сообщать ему то или иное угловое ускорение, вводят понятие момента силы.

Рассмотрим рис. 37-2.

Пусть к точке C тела приложена сила $\vec{F}$, способная вращать это тело вокруг закрепленной оси, проходящей через точку O перпендикулярно плоскости чертежа. Точка O является центром вращения тела. Проведем из точки O к точке C радиус-вектор r и покажем линию действия mn силы $\vec{F}$. Пусть между прямой OC и направлением вектора силы $\vec{F}$ имеется угол α. Дадим определение момента силы M :

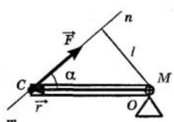


Рис. 35-4

Момент силы относительно центра вращения – это вектор, модуль которого равен произведению модуля силы на модуль радиуса-вектора, проведенного из центра вращения к точке приложения силы к телу, и на синус угла между линией действия силы и радиусом-вектором,

$$M = \left|\vec{F}\right| \cdot \left|\vec{r}\right| \sin\alpha$$

Момент силы относительно оси вращения – скалярная алгебраическая величина. Если сила вращает тело вокруг оси по часовой стрелке, то момент этой силы считается положительным, а если против, то отрицательным.

Опустим из точки O, лежащей на оси вращения, перпендикуляр l на линию действия mn силы $\vec{F}$. Из полученного прямоугольного треугольника с гипотенузой $\vec{r}$, катетом l и противолежащим ему углом α следует:

$$l = \left|\vec{r}\right| \sin\alpha .$$

Тогда

$$\boxed{M = Fl}$$

где $F = \left|\vec{F}\right|$ – модуль силы.

Длина перпендикуляра l получила название плеча силы.

Плечо силы – это кратчайшее расстояние от оси вращения до линии действия силы.

Момент силы, вращающей тело, равен произведению модуля этой силы и ее плеча.

Направление вектора момента силы определяется посредством правого винта: если головку правого винта вращать в направлении вращающегося действия силы, то направление его поступательного движения совпадает с направлением вектора момента этой силы.

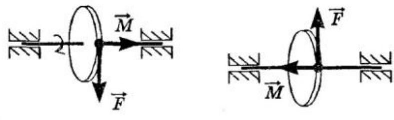


Рис. 37-3

На рис. 37-3, а сила $\vec{F}$ вращает тело по часовой стрелке. Напомним, что правый винт у вас всегда с собой: если четыре пальца правой руки свернуть полукольцом в направлении вращающегося действия силы $\vec{F}$, то большой палец, отставленный на 90°, покажет направление момента $\vec{M}$ этой силы. Применив это правило, убедимся, что в случае, показанном на рис. 37-3, а, вектор момента силы $\vec{M}$ направлен вправо, а в случае, показанном на рис. 37-3, б – влево.

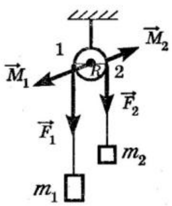


Рис. 37-4

На рис. 37-4 изображен неподвижный блок, через который перекинута веревка с прикрепленными к ней грузами. Груз m_1 тяжелее груза m_2, поэтому сила натяжения веревки $\vec{F}_1$, приложенная к точке 1 блока, больше силы натяжения $\vec{F}_2$, приложенной к точке 2. Момент $\vec{M}_1$ силы $\vec{F}_1$ направлен к нам, а момент $\vec{M}_2$ силы $\vec{F}_2$ направлен от нас за чертеж. Поскольку сила $\vec{F}_1$ больше силы $\vec{F}_2$, а плечи этих сил одинаковы и равны радиусу блока R, то и момент силы $\vec{M}_1$ больше момента силы $\vec{M}_2$, вследствие чего блок будет вращаться с угловым ускорением. А если бы моменты этих сил были одинаковы, то угловое ускорение блока было бы равно нулю, т. е. он вращался бы равномерно или покоился, т. е. был бы в равновесии.

Единица момента силы в СИ – ньютон на метр (Н·м). Физический смысл этой единицы: 1 Н·м это момент силы 1 Н, плечо которой равно 1 м.

38. МОМЕНТ ИНЕРЦИИ

Разные тела под действием одинакового вращающего момента силы способны приобретать разные угловые ускорения. Чем массивнее тело или чем больше его размеры, тем труднее изменить его угловую скорость. Для характеристики способности тела влиять на состояние вращательного движения в динамику вводят понятие момента инерции тела. Момент инерции является аналогом массы. Дадим определение момента инерции:

Момент инерции – величина, которая характеризует распределение массы в теле и наряду с массой является мерой инертных свойств тела, проявляющихся в процессе его вращения.

Тела одинаковой массы, но разной формы, размеров или с разным распределением массы в теле (когда одна его часть более плотная, а другая менее) под действием одинаковых моментов сил по-разному изменяют свою скорость. Одни за одинаковое время – на большую величину, другие – на меньшую. В этом можно убедиться, проделав следующий опыт. Возьмем два тела одинаковой массы: одно в виде сплошного диска, а другое в виде кольца. Пусть эти тела в один и тот же момент времени начинают скатываться с наклонной плоскости (рис. 38-1).

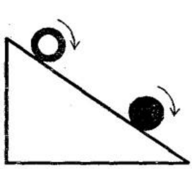


Рис. 38-1

Одинаковые силы тяжести и реакции опоры, действующие на тела, создают одинаковые моменты сил, поскольку плечи этих сил также одинаковы. Однако мы убедимся, что диск будет скатываться быстрее кольца, т. е. его угловое ускорение будет больше. Этот эффект объясняется тем, что, несмотря на одинаковые массы, масса кольца отнесена дальше от оси вращения, проходящей через центр, чем у диска. Поэтому инертные свойства кольца, проявляющиеся в процессе его вращения, иные, чем у диска, т. е. у него больший, чем у диска, момент инерции. При этом угловое ускорение кольца меньше, чем у диска, следовательно, чем больше момент инерции тела, тем меньше его угловое ускорение при одинаковом моменте сил.

Момент инерции материальной точки массой m, которая движется по окружности радиусом r вокруг центра вращения, определяется выражением

$$\boxed{J = mr^2} \tag{38.1}$$

Момент инерции материальной точки относительно центра вращения равен произведению массы этой точки и квадрата радиуса ее круговой траектории.

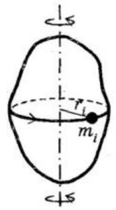


Рис. 38-2

Всякое твердое тело можно представить как систему материальных точек массой m_i, расположенных на разных расстояниях от оси вращения тела (рис. 38-2).

Момент инерции каждой такой точки J_i равен произведению ее массы на квадрат расстояния до оси вращения r_i (рис. 38-2),

$$J_i = m_i r_i^2 .$$

Момент инерции системы материальных точек равен сумме моментов инерции всех точек, составляющих эту систему. Поэтому момент инерции твердого тела равен сумме моментов инерции всех его материальных точек:

$$\boxed{J = \sum_{i=1}^{N} J_i = \sum_{i=1}^{N} m_i r_i^2} \tag{38.2}$$

Выберем малый элемент тела массой dm расположенный на расстоянии r от оси вращения. Его элементарный момент инерции dJ равен

$$dJ = r^2 dm .$$

Момент инерции всего тела можно определить, выполнив интегрирование,

$$J = \int r^2 dm \tag{38.3}$$

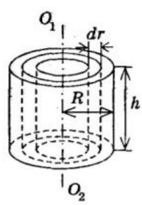


Рис. 38-3

Воспользуемся формулой (38.3) для определения момента инерции однородного тела цилиндрической формы относительно оси вращения O_1O_2 совпадающей с его осью симметрии, проходящей через центр масс тела. Пусть плотность его вещества ρ, радиус основания R, высота h и масса m (рис. 38-3).

Разобьем этот цилиндр на множество кольцевых цилиндров с толщиной колец, лежащих в их основаниях, равной dr. Согласно (38.3) момент инерции цилиндра равен:

$$J = \int r^2 dm \text{, где } dm = \rho dV .$$

Здесь dV – элементарный объем кольцевого цилиндра, равный

$$dV = 2\pi rhdr \text{, поэтому } dm = 2\pi\rho rhdr .$$

Тогда

$$J = \int_0^R 2\pi\rho r^3 hdr = 2\pi\rho h\int_0^R r^3 dr = 2\pi\rho h \left.\frac{r^4}{4}\right|_0^R = \frac{\pi\rho h R^4}{2} .$$

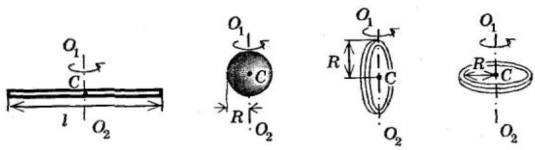
Здесь $\pi R^2 h = V$, где V – объем цилиндра, $\rho V = m$ – масса цилиндра.

Значит, момент инерции цилиндра равен:

$$\boxed{J = \frac{mR^2}{2}} \tag{38.4}$$

По формуле (38.4) можно также определить момент инерции однородных диска стержня относительно оси, проходящей через их центр перпендикулярно плоскости диска или основанию стержня. Однако, если ось вращения O_1O_2 проходит через центр стержня перпендикулярно его длине l (рис. 38-4, а), то расчеты показывают, что в этом случае момент инерции вычисляется по формуле:

$$\boxed{J = \frac{1}{12} ml^2}$$



а) б) в) г)

Рис. 38-4

Момент инерции однородного шара радиусом R относительно оси вращения, проходящей через его центр (рис. 38-4, б), определяется формулой

$$\boxed{J = \frac{2}{5} mR^2}$$

Момент инерции диска, толщина которого много меньше его диаметра, относительно оси вращения, совпадающей с диаметром диска (рис. 38-4, в), определяется формулой

$$\boxed{J = \frac{1}{4} mR^2}$$

Момент инерции кольца массой m с радиусом R относительно оси, проходящей через его центр перпендикулярно плоскости кольца (рис. 38-4, г), определяется по такой же формуле, что и момент инерции материальной точки:

$$\boxed{J = mR^2}$$

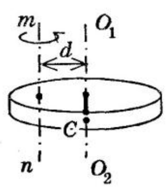


Рис. 38-5

Таким образом, *момент инерции тела зависит от его массы, распределения массы в теле, размеров и формы тела и положения оси вращения*. Каждое тело обладает бесконечно большим значений моментов инерции, соответствующих бесконечно большому числу возможных осей вращения.

Если ось вращения не проходит через центр масс тела (рис 38-5), то момент инерции тела относительно этой оси можно определить по теореме Штейнера: *момент инерции тела J относительно произвольной оси mn равен сумме момента инерции этого тела J_0 относительно оси вращения O_1O_2, проходящей через центр масс тела C параллельно оси mn, и произведения массы тела на квадрат расстояния d между этими осями*:

$$\boxed{J = J_0 + md^2}$$

Единица момента инерции в СИ – килограмм на метр в квадрате (кг·м^2). Физический смысл этой единицы: 1 кг·м^2 – *это момент инерции материальной точки массой* 1 кг, *отстоящей от оси вращения на расстоянии* 1 м.

Понятие момента инерции было введено в механику в середине XVIII века отечественным ученым Л. Эйлером и с тех пор широко используется при решении многих задач динамики твердого тела.

39. МОМЕНТ ИМПУЛЬСА ТВЕРДОГО ТЕЛА И МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

Аналогом импульса $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ в динамике вращательного движения является момент импульса $\vec{L}$.

Момент импульса $\vec{L}$ – это величина, характеризующая меру вращательного движения твердого тела или системы тел. Момент импульса равен произведению момента инерции твердого тела и его угловой скорости,

$$\vec{L} = J\vec{\omega} \tag{39.1}$$

Эту формулу легко получить, если вспомнить, что аналогом массы m здесь является момент инерции $\vec{J}$, а аналогом скорости υ – угловая скорость ω.

Момент импульса – векторная величина. Вектор момента импульса сонаправлен с вектором угловой скорости тела (рис. 39-1), поэтому он тоже является псевдовектором.

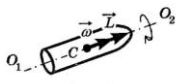


Рис. 39-1

Момент импульса твердого тела $\vec{L}$ равен векторной сумме моментов импульсов всех его материальных точек

$$\boxed{\vec{L}\sum_{i=1}^{N}\vec{L}_i}$$

где $\vec{L}_i = J_i\vec{\omega}$ – момент импульса материальной точки. Так как момент инерции материальной точки

$$J_i = m_i r_i^2, \text{ то } \vec{L}_i = m_i r_i^2\vec{\omega}.$$

Из кинематики известна связь линейной и угловой скоростей $\upsilon_i = \omega r_i$.

Тогда $L_i = m_i\upsilon_i r_i$,

$$\boxed{L = m\upsilon r} \tag{39.2}$$

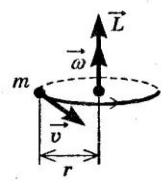


Рис. 39-2

Формула (39.2) определяет момент импульса материальной точки: *момент импульса материальной точки равен произведению ее массы, линейной скорости и радиуса окружности, по которой она движется вокруг оси, проходящей через центр окружности перпендикулярно ее плоскости* (рис. 39-2).

Единица момента импульса в СИ – килограмм на метр в квадрате за секунду (кг·м^2/с). 1 кг·м^2/с – *момент импульса твердого тела, момент инерции которого равен* 1 кг·м^2, *вращающегося с угловой скоростью* 1 рад/с

Представления о моменте импульса тел чрезвычайно важны в теории гироскопов, теории движения искусственных спутников Земли, различных летательных аппаратов и т. п.

40. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ АБСОЛЮТНО ТВЕРДОГО ТЕЛА

Рассмотрим твердое тело, вращающееся вокруг закрепленной оси под действием силы $\vec{F}$, приложенной к некоторой материальной точке этого тела массой m_i и направленной по касательной к поверхности тела (рис. 40-1).

Под действием силы $\vec{F}$ материальная точка приобретает тангенциальное ускорение $\vec{a}_{\tau i}$, равное согласно второму закону Ньютона:

$$\vec{a}_{\tau i} = \frac{F}{m_i} \tag{40.1}$$

Из кинематики известно, что тангенциальное ускорение точки связано с ее угловым ускорением е соотношением

$$a_{\tau i} = \varepsilon r_i \tag{40.2}$$

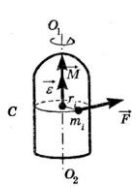


Рис. 40-1

Отметим, что угловое ускорение рис. 40-1 всех точек твердого тела одинаково, так как за одно и тоже время их угловая скорость изменяется на одну и ту же величину.

Подставив выражение (40.2) в формулу (40.1), получим:

$$\varepsilon r_i = \frac{F}{m_i},$$

откуда $\varepsilon = \dfrac{F}{m_i r_i}$ или $\varepsilon = \dfrac{F r_i}{m_i r_i^2}$.

Здесь $F r_i = M_i$ – момент силы $\vec{F}$, действующей на i-тую точку, $m_i r_i^2 = J_i$ – момент инерции этой точки.

Тогда $\varepsilon = \dfrac{M_i}{J_i}$.

Для всего твердого тела как системы связанных друг с другом материальных точек получим:

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{N} M_i}{\sum_{i=1}^{N} J_i}, \quad \vec{\varepsilon} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{M}_i}{\sum_{i=1}^{N} J_i}$$ – в векторном виде

или
$$\boxed{\vec{\varepsilon} = \frac{\vec{M}}{J}} \tag{40.3}$$

Выражение (40.3) называют *основным уравнением динамики вращательного движения твердого тела: угловое ускорение вращающегося тела прямо пропорционально суммарному моменту сил, действующему на него со стороны других тел, и обратно пропорционально моменту инерции этого тела*.

Поскольку $\vec{\varepsilon} = \dfrac{d\vec{\omega}}{dt}$, то $\dfrac{d\vec{\omega}}{dt} = \dfrac{\vec{M}}{J}$ или

$$\boxed{\vec{M} = \frac{d\left(J\vec{\omega}\right)}{dt}}$$

Здесь $\vec{L} = J\vec{\omega}$ момент импульса тела. Получим основное уравнение динамики вращательного движения твердого тела, записанное иначе:

$$\boxed{\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}} \tag{40.4}$$

Суммарный момент сил $\vec{M}$, действующих на вращающее тело со стороны других тел, равен быстроте изменения момента импульса этого тела $\dfrac{d\vec{L}}{dt}$ и сонаправлен с вектором изменения момента импульса тела $d\vec{L}$.

Основное уравнение динамики вращательного движения является одним из важнейших уравнений механики твердого тела.

41. РАБОТА ПРИ ВРАЩАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Найдем работу, которую совершает внешняя сила $\vec{F}$ при вращении твердого тела вокруг неподвижной оси ab (рис. 41-1).

Пусть за малое время Δt это тело поворачивается на угол $\Delta\varphi$ и при этом материальная точка массой m_i проходит путь ΔS. Из математики известно, что при малых центральных углах длина хорды равна длине дуги, на которую эта хорда опирается, а центральный угол $\Delta\varphi$ равен отношению противолежащей хорды ΔS к радиусу r,

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta S}{r}, \quad \text{откуда} \quad \Delta S = \Delta\varphi r. \tag{41.1}$$

Перемещая материальную точку массой m_i на малое расстояние m_i, сила $\vec{F}$ совершает работу ΔA, равную:

$$\Delta A = F\Delta S \tag{41.2}$$

где по второму закону Ньютона

$$F = m_i a \quad \text{и} \quad a = \varepsilon r,$$

ведь ускорение a здесь является тангенциальным ускорением, которое определяется произведением углового ускорения ε и радиуса r окружности, по которой точка движется в процессе вращения тела. Тогда

$$F = m_i \varepsilon r. \tag{41.3}$$

Подставим (41.1) и (41.3) в (41.2):

$$\Delta A = m_i \varepsilon r \Delta\varphi r = m_i \varepsilon r^2 \Delta\varphi .$$

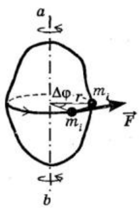


Рис. 41-1

Здесь $m_i r^2$ – момент инерции этой материальной точки. Поэтому

$$\Delta A = J_i \varepsilon \Delta\varphi .$$

Но согласно (40.3) $J_i \varepsilon = M_i$ где M_i – момент силы F, поэтому

$$\Delta A = M_i \Delta\varphi ,$$

Применительно ко всему твердому телу можно записать:

$$\boxed{A = M\Delta\varphi}$$

Работа силы при вращательном движении равна произведению момента силы на угол поворота тела.

42. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ТЕЛА

Определим кинетическую энергию твердого тела, вращающегося вокруг оси с угловой скоростью $\vec{\omega}$.

Линейная скорость $\vec{\upsilon}_i$ некоторой i-той точки вращающегося твердого тела связана с угловой скоростью тела соотношением

$$\upsilon_i = \omega r_i ,$$

Кинетическая энергия этой материальной точки равна:

$$E_{Ki} = \frac{m_i \upsilon_i^2}{2} = \frac{m_i r_i^2 \omega^2}{2} = \frac{J_i \omega^2}{2} .$$

Здесь J_i – момент инерции i-той точки, $J_i = m_i r_i^2$. Кинетическая энергия всего тела слагается из кинетических энергий всех его материальных точек:

$$E_K = \sum_{i=1}^{N} E_{Ki} = \sum_{i=1}^{N} \frac{J_i \omega^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^{N} J_i ,$$

где $\sum_{i=1}^{N} J_i$ – момент инерции всего тела.

Таким образом, кинетическая энергия вращающегося твердого тела равна:

$$\boxed{E_{Ki} = \frac{J\omega^2}{2}}$$

Кинетическая энергия вращающегося тела равна половине произведения его момента инерции и квадрата угловой скорости.

Часто плоское движение твердого тела можно представить как суперпозицию двух независимых друг от друга движений: поступательного и вращательного. Кинетическая энергия тела, участвующего одновременно в этих двух движениях, равна сумме кинетических энергий каждого движения в отдельности. Например, пусть с наклонной плоскости скатывается обруч массой m и радиусом R. Определим его полную кинетическую энергию E_K. Как сказано выше,

$$\boxed{E_{Ki} = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}}$$

Здесь J – момент инерции обруча, υ – скорость обруча, ω – его угловая скорость.

Момент инерции тонкого обруча определяется так же, как момент инерции материальной точки,

$$J = mR^2$$

Здесь $\omega = \dfrac{\upsilon}{R}$, поэтому $E_K = \dfrac{m\upsilon^2}{2} + \dfrac{mR^2\upsilon^2}{2R^2} = m\upsilon^2$.

Таким образом, кинетическая энергия скатывающегося обруча вдвое больше кинетической энергии обруча, скользящего без вращения.

43. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

А. Закон сохранения момента импульса материальной точки

Согласно основному уравнению динамики вращательного движения момент силы, действующей на движущуюся по окружности вокруг некоторого центра материальную точку, равен быстроте изменения момента импульса этой точки.

$$\vec{M} = \frac{\Delta \vec{L}}{\Delta t}.$$

Это положение называют также *теоремой о моменте импульса материальной точки*.

Если момент силы, действующей на материальную точку, равен нулю, то и изменение момента импульса этой материальной точки будет равно нулю.

Если $\vec{M} = 0$, то $\frac{\Delta \vec{L}}{\Delta t} = 0$ и $\Delta \vec{L} = 0$, следовательно, $\vec{L} = const$.

Вывод: *если момент сил, действующих на материальную точку, равен нулю, то момент импульса этой материальной точки остается неизменным. Это утверждение называется законом сохранения момента импульса материальной точки*.

При $\vec{M} = \sum_{i=1}^{N} \vec{M}_i = 0 \quad \vec{L} = J\vec{\omega} = const$.

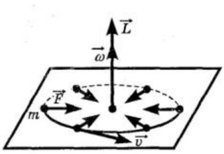


Рис. 43-1

Момент сил, действующих на материальную точку, будет равен нулю, если на нее не действуют силы (или если действуют, но компенсируют друг друга) или если плечи этих сил равно нулю, что имеет место, когда линия действия сил проходит через центр вращения. Такой случай наблюдается при движении материальной точки в поле центральных сил. Примером такого движения служит движение искусственного спутника Земли в поле сил тяготения. В этом случае все силы тяготения, действующие на спутник, направлены к центру Земли, т. е. к центру вращения спутника по орбите, и их линии действия будут проходить через этот центр, поэтому плечи всех этих сил будут все время равны нулю, а значит, и моменты сил тяготения также будут все время равны нулю. В этом случае момент импульса материальной точки будет оставаться постоянным по величине и направлению. На рис 43-1 вектор момента импульса $\vec{L}$ направлен вверх, если точка движется против часовой стрелки (в этом легко убедиться, применив правило правого винта).

При этом радиус-вектор $\vec{r}$, проведенный из центра вращения к материальной точке, должен быть все время перпендикулярным вектору $\vec{L}$ и вектору импульса материальной точки $\vec{p}$. Следовательно, если положение центра вращения не меняется, *то радиус-вектор $\vec{r}$ при движении материальной точки в поле центральных сил должен лежать в одной плоскости, перпендикулярной вектору момента импульса $\vec{L}$. Таким образом, в поле только центральных сил материальная точка движется по плоской кривой.*

Б. Закон сохранения момента импульса системы материальных точек

Рассмотрим систему N материальных точек. Пусть между точками системы действует N_1 внутренних сил, создающих вращающий момент $\vec{M}_{внутр}$, и, кроме того, на систему действует N_2 внешних сил, создающих вращающий момент $\vec{M}_{внеш}$. Согласно основному уравнению динамики вращательного движения результирующий момент всех N_1 и N_2 сил, действующих на i-ю точку системы, равен скорости изменения момента импульса этой точки:

$$\vec{M}_{iвнутр} + \vec{M}_{iвнеш} = \frac{\Delta \vec{L}_i}{\Delta t}.$$

Записав подобные уравнения для всех N точек системы и сложив их, получим:

$$\sum_{i=1}^{N}\vec{M}_{i внутр} + \sum_{i=1}^{N}\vec{M}_{i внеш} = \sum_{i=1}^{N}\frac{\Delta\vec{L}_i}{\Delta t} = \frac{\Delta}{\Delta t}\sum_{i=1}^{N}\vec{L}_i .$$

Величина $\sum_{i=1}^{N}\vec{L}_i = \vec{L}$ называется моментом импульса *системы материальных точек*.

Поскольку, согласно третьему закону Ньютона, сумма всех N_1 внутренних сил равна нулю, то и сумма моментов этих сил также равна нулю $\left(\sum_{i=1}^{N}\vec{M}_{i внутр} = 0\right)$. Поэтому, обозначив суммарный момент всех N_2 внешних сил $\vec{M}_{внеш}$, получим: $\vec{M}_{внеш} = \frac{\Delta\vec{L}}{\Delta t}$.

Если система замкнута, т. е. на нее не действуют внешние силы, то $\vec{M}_{внеш} = 0$, вследствие чего $\frac{\Delta\vec{L}}{\Delta t} = 0$, $\Delta\vec{L} = 0$,

Мы пришли к закону сохранения момента импульса системы материальных точек: момент импульса замкнутой системы материальных точек остается постоянным при всех изменениях внутри системы.

Из закона сохранения момента импульса следует, что внутренние силы не могут изменить общего момента импульса системы, для этого всегда необходимо действие внешних сил, момент которых отличен от нуля.

Из закона сохранения момента импульса системы материальных точек применительно к твердому телу следует, что *если суммарный момент сил, действующих на вращающееся твердое тело, равен нулю, то его момент импульса сохраняется*. Вместе с ним сохраняется положение оси вращения тела, поэтому вращающееся тело устойчивее неподвижного. Этот факт учитывается в военном деле при изготовлении нарезного оружия, поскольку оно дает лучшую прицельность, чем гладкоствольное. Выпущенный из нарезного орудия снаряд вращается вокруг своей продольной оси и поэтому его полет является более устойчивым.

Из закона сохранения момента импульса твердого тела следует, что если в процессе его вращения уменьшить момент инерции тела в несколько раз, то, поскольку величина $L = J\omega$ должна сохраниться, его угловая скорость во столько же раз увеличится. И наоборот, если момент инерции тела увеличить в несколько раз, то оно станет вращаться во столько же раз медленнее. Например, если конькобежец, вращающийся в процессе выполнения сложного пируэта, раскинет руки, то его момент инерции увеличится и вращение замедлится, а если он их приблизит к туловищу, то, наоборот, станет вращаться быстрее.

Закон сохранения момента импульса отражает изотропность пространства, т. е. одинаковость свойств пространства во всех направлениях. Это значит, что поворот механической системы в любом направлении не изменит механических свойств этой системы.

Закон сохранения момента импульса был впервые сформулирован в 1746 г. отечественным ученым Л. Эйлером. Открытие этого закона позволило ученым детально определять состояние вращающихся систем в любой момент времени, когда законы динамики для данной системы неизвестны или слишком сложны. Применив этот закон к военному делу, выдающийся русский ученый, генерал артиллерии Н. В. Маиевский в середине прошлого века первым в мире разработал научно обоснованную теорию прицельной стрельбы снарядами из нарезных орудий.

44. ЭЛЕМЕНТЫ СТАТИКИ. ВИДЫ РАВНОВЕСИЯ ТЕЛ

Равновесием тела называют такое состояние, при котором координаты всех точек тела в данной системе отсчета сохраняются неизменными.

Если хотя бы одно из этих условий не выполняется, то тело будет двигаться или поступательно, или вращательно, с ускорением.

Условия равновесия тела, имеющего ось вращения: тело, имеющее ось вращения, находится в равновесии, если:

а) алгебраическая сумма моментов всех вращающих его сил равна нулю;

б) все силы, действующие на него, скомпенсированы.

Математически эти условия можно записать так: условия равновесия тела, имеющего ось вращения,

Виды равновесия: устойчивое, безразличное и неустойчивое.

Определение устойчивого равновесия: равновесие является устойчивым, когда при выводе тела из положения равновесия его центр тяжести поднимается, вследствие чего потенциальная энергия тела увеличивается. Если при этом устранить причины отклонения тела от положения равновесия, то оно самостоятельно вернется в исходное положение, которое соответствует минимуму его потенциальной энергии.

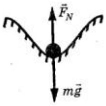


Рис. 44-1

Рассмотрим примеры устойчивого равновесия. Для этого обратимся к рис. 44-1.

На дне углубления находится шарик, на который действуют две силы: сила тяжести $m\vec{g}$ и сила реакции опоры $\vec{M}$. Эти силы уравновешивают друг друга, поэтому шарик находится в покое, т. е. в состоянии равновесия. При этом его центр тяжести занимает наиболее низкое из возможных положение, соответствующее минимальной потенциальной энергии шарика.

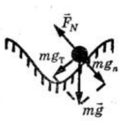


Рис. 44-2

Если шарик вывести из положения равновесия, вкатив его по горке на некоторую высоту (рис. 44-2), то его центр тяжести расположится выше, чем прежде, и при этом потенциальная энергия шарика та увеличится. Если теперь шарик предоставить самому себе, то он покатится вниз, стремясь вернуться в состояние с минимальной потенциальной энергией, как и всякое тело в поле сил тяжести. При этом на шарик будет действовать тангенциальная составляющая mg_T силы тяжести $m\vec{g}$, не уравновешенная никакими другими силами. Эта составляющая создаст вращающий момент силы $\vec{M}$, направленный на рис. 44-2 от чертежа к наблюдателю, поскольку, скатываясь, шарик будет вращаться против часовой стрелки. Таким образом, шарик на дне углубления находится в состоянии устойчивого равновесия.

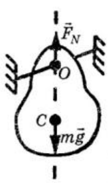


Рис. 44-3

Обратимся теперь к рис. 44-3. На нем изображено тело, способное вращаться вокруг закрепленной оси, проходящей через точку O, причем точка O располагается выше центра тяжести тела C. Если отклонить тело от положения равновесия, то его центр тяжести C поднимется и потенциальная энергия тела увеличится. При этом возникнет момент силы тяжести $\vec{M}$, который вернет тело в исходное положение.

Таким образом, если центр тяжести тела, имеющего ось вращения, располагается при равновесии ниже этой оси, то равновесие тела будет устойчивым.

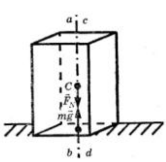


Рис. 44-4

Рассмотрим пример на устойчивое равновесие тела, опирающегося на площадь опоры (рис 44-4).

Сейчас сила тяжести $m\vec{g}$, приложенная к центру тяжести тела со стороны Земли, уравновешена силой реакции опоры $\vec{F}_N$, приложенной к нему со стороны поверхности, на которой оно стоит. Наклоним тело так, чтобы линия действия силы тяжести $m\vec{g}$ пересекала площадь опоры тела внутри периметра, ограничивающего эту площадь (рис. 44-5). При этом положение центра тяжести C повысится и потенциальная энергия тела увеличится. Линия действия силы реакции опоры cd сместится относительно линии действия силы тяжести ab и теперь эти линии не будут совпадать.

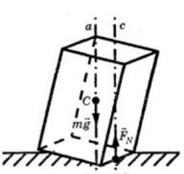


Рис. 44-5

Сила тяжести $m\vec{g}$ окажется неуравновешенной и создаст вращающий момент силы $\vec{M}$, под действием которого тело, поворачиваясь на рис. 44-5 против часовой стрелки вокруг ребра, на которое оно опирается, вернется в исходное положение, изображенное на рис. 44-4.

Следовательно, если отклонить тело, имеющее площадь опоры, от положения равновесия так, что линия действия силы тяжести этого тела будет пересекать площадь опоры внутри периметра, ограничивающего ее, то тело самостоятельно вернется в исходное положение. Равновесие тела, соответствующее такому отклонению, является устойчивым.

Равновесие называется безразличным, когда при изменении положения тела положение его центра тяжести относительно опоры тела не изменяется, благодаря чему потенциальная энергия тела остается прежней. В этом случае тело сохраняет то .положение, в которое его привело внешнее воздействие.

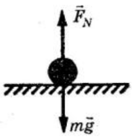


Рис. 44-6

Рассмотрим примеры безразличного равновесия. Обратимся к рис. 44-6.

Пусть шарик располагается на горизонтальной поверхности. Если его покатить по ней, то положение центра тяжести шарика относительно этой поверхности все время будет оставаться прежним. Высота центра тяжести шарика над поверхностью изменяться не будет, и, значит, потенциальная энергия шарика тоже будет оставаться неизменной. Сила тяжести все время будет уравновешена силой реакции опоры, поэтому вращающий момент сил не возникнет. Следовательно, на горизонтальной поверхности шарик находится в ; состоянии безразличного равновесия.

Рассмотрим еще один пример на состояние безразличного равновесия. Для этого обратимся к рис. 44-7. На этом рисунке точка O, через которую проходит ось вращения тела, совпадает с у центром тяжести C тела, поэтому плечо силы тяжести равно нулю, а значит, и момент силы тяжести тоже равен нулю, а сама сила тяжести при любом повороте тела вокруг оси вращения будет оставаться уравновешенной силой реакции опоры. При этом положение центра тяжести при повороте тела изменяться не будет, и значит, его потенциальная энергия тоже будет неизменной.

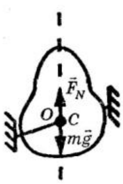


Рис. 44-7

Следовательно, если ось вращения проходил через центр тяжести тела, то такое тело находится в состоянии безразличного равновесия.

Равновесие называется неустойчивым, если при выводе тела из состояния равновесия оно уже не может вернуться самостоятельно в прежнее положение и занимает новое положение, соответствующее его минимуму потенциальной энергии. При выводе тела из неустойчивого равновесия его центр тяжести располагается ниже, чем в состоянии равновесия, вследствие чего потенциальная энергия уменьшается.

Рассмотрим примеры на неустойчивое равновесие тел.

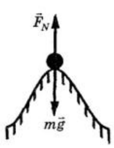


Рис. 44-8

На рис. 44-8 изображен шарик, который находится на вершине горки. Сила тяжести $m\vec{g}$, действующая на шарик, уравновешена силой реакции опоры $\vec{M}$, поэтому шарик находится в состоянии равновесия. Однако если его вывести из этого состояния (рис. 44-9), то он уже не сможет самостоятельно вернуться в прежнее положение. При этом положение центра тяжести шарика понизится и, следовательно, его потенциальная энергия уменьшится. Тангенциальная составляющая силы тяжести mg_T, ничем не уравновешенная, создаст вращающий момент силы, направленный на рис. 44-9 от чертежа к

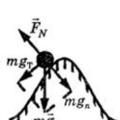


Рис. 44-9

наблюдателю, поскольку шарик, скатываясь, будет вращаться против часовой стрелки. Шарик будет скатываться до тех пор, пока его центр тяжести не займет низшее положение и потенциальная энергия не станет минимальной.

Следовательно, равновесие тела, расположенного на вершине выпуклости, является неустойчивым.

Теперь обратимся к рис. 44-10. На нем изображено тело, имеющее ось вращения и расположенное так, что центр тяжести C находится над точкой M, через которую ось вращения проходит. Если теперь вывести тело из этого положения, то центр тяжести его понизится, и потенциальная энергия тела уменьшится. Неуравновешенная сила тяжести создаст вращающий момент сил $\vec{M}$, который опрокинет тело, придав ему новое положение, когда центр тяжести займет низшее положение и потенциальная энергия тела станет минимальной.

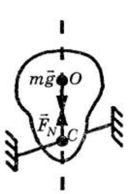


Рис. 44-8

Следовательно, равновесие тела, способного вращаться вокруг закрепленной оси, является неустойчивым, когда ось вращения расположена ниже центра тяжести тела.

Теперь обратимся к рис. 44-11. Пусть тело, имеющее площадь опоры, отклонили так сильно от положения равновесия, что линия действия силы тяжести ab вышла за пределы, ограниченные периметром основания тела. При этом центр тяжести C тела расположится ниже, чем когда оно опиралось на всю площадь опоры (рис. 44-4), следовательно, потенциальная энергия тела уменьшится. Некомпенсированная сила тяжести $m\vec{g}$ создаст вращающий момент сил, направленный на рис. 44-11 за чертеж, так как сила тяжести теперь вращает тело по часовой стрелке. В результате тело опрокинется.

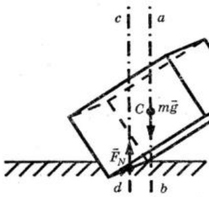


Рис. 44-11

Следовательно, равновесие тела, имеющего площадь опоры, является неустойчивым, когда линия действия его силы тяжести выходит за пределы периметра, ограничивающего площадь опоры тела.

Например, человек, сидящий на стуле, не сможет подняться, не наклонив корпус вперед так, чтобы линия действия его силы тяжести прошла через периметр, ограничивающий площадь опоры подошв обуви. В противном случае сила тяжести создаст вращающий момент сил, который вернет человека в прежнее положение.

Для улучшения устойчивости различных зданий и сооружений понижают положение их центра тяжести, утяжеляя их нижнюю часть. Для этого же верхнюю часть плавающих судов делают легче нижней, а все грузы стремятся расположить равномерно по поверхности палубы или по центру, чтобы не возник опрокидывающий момент сил.

ЭЛЕМЕНТЫ ГИДРО- И АЭРОСТАТИКИ

45. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЖИДКИХ И ГАЗООБРАЗНЫХ ТЕЛ. ЗАКОН ПАСКАЛЯ

Жидкости и газы состоят из частиц – молекул и атомов – движение которых подчиняется законам механики, поэтому свойства жидкостей и газов можно объяснить, опираясь на эти законы. Как и в твердых телах, при деформации жидкости или газа в них возникают силы упругости, имеющие электромагнитное происхождение. Но в отличие от твердых тел в жидкостях и газах отсутствует деформация сдвига, а силы упругости возникают только при деформации сжатия. При такой деформации силы, действующие на стенки сосуда, содержащего жидкость или газ, всегда перпендикулярны поверхностям этих стенок, т. е. являются *силами давления* $\vec{F}_{давл}$.

Силой давления называют силу, перпендикулярную площади опоры тела. Если сила действует под углом к площади опоры, то силой давления будет нормальная составляющая этой силы, т. е. ее проекция на перпендикуляр к площади опоры тела, умноженная на единичный вектор.

При равномерном распределении сил давления по площади опоры S давление тела p определяется отношением модуля силы давления $\vec{F}_{давл}$ к этой площади,

$$\boxed{p = \frac{\vec{F}_{давл}}{S}}$$

Физический смысл давления: *давление численно равно силе давления, действующей на каждую единицу площади опоры тела*.

Давление – скалярная величина.

Единица давления в СИ – *паскаль* (Па). Физический смысл паскаля: 1 Па – *давление, производимое силой давления в* 1 Н, *равномерно распределенной по поверхности, площадью* 1 м^2.

Другие единицы давления мы рассмотрим далее.

$$Па = \frac{Н}{м^2} = \frac{кг \cdot м}{с^2 \cdot м^2} = \frac{кг}{м \cdot с^2}.$$

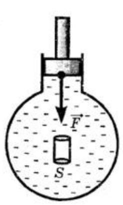


Рис. 45-1

Подчеркнем, что сила давления и давление – разные величины и измеряются они в разных единицах. При одной и той же силе давления давление может быть разным в зависимости от площади опоры тела. Давление лыжника на снег невелико, хотя его вес с лыжами больше, чем когда он стоит на снегу без лыж и при этом проваливается в снег. Это объясняется тем, что благодаря большой площади опоры лыж давление лыжника с лыжами на снег меньше, чем когда он их снимет. Если же площадь опоры сделать очень маленькой, то давление может достичь огромной величины даже при малом усилии. Чтобы убедиться в правоте этого утверждения, достаточно вспомнить иголку.

Пусть на жидкость в сосуде действует со стороны поршня сила $\vec{F}$. Выделим мысленно в этой жидкости некоторый малый цилиндр объемом ΔV находящийся в равновесии (рис. 45-1). Согласно первому закону Ньютона силы, действующие на каждый элемент боковой поверхности этого цилиндра, будут попарно уравновешивать друг друга. Будут также численно равны друг другу и силы $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, действующие на основания покоящегося цилиндра. Поскольку согласно определению давления $F_1 = p_1 S$, $F_2 = p_2 S$, то $p_1 S = p_2 S$ и $p_1 = p_2$.

При любой ориентации этого малого цилиндрика (столь малого, что силой тяжести по сравнению с действующей на него силой давления мы пренебрегаем) он будет оставаться в равновесии, а значит, и силы давления по прежнему будут уравновешены. Если при этом положение центра тяжести цилиндрика не изменится, значит, и величина сил давления останется прежней, поэтому и давление не изменится. Отсюда следует, что при любой ориентации площадки, расположенной в жидкости, давление на нее остается неизменным. Это же утверждение справедливо и применительно к газу.

Давление жидкости на площадку S создается весом слоев жидкости (или газа), расположенных над площадкой, и это давление распределяется всей площадке одинаково.

Французский ученый Б. Паскаль в XVII веке установил основной закон гидростатики, получивший название *закона Паскаля: давление, производимое на жидкость или газ, передается по всем направлениям без изменения*.

Действие сил тяжести увеличивает давление на слои жидкости или газа, но для одной и той же массы на одну и ту же величину, поэтому закон Паскаля остается справедливым и в случае учета сил тяжести.

Рассказывали, что свой закон Паскаль доказал на следующем опыте: в трубку, вставленную в бочку, доверху заполненную водой, налили еще совсем немного воды. И эта дополнительная вода создала в бочке такое давление, что бочка лопнула и из ее швов брызнули струи воды во всех направлениях с одинаковой силой.

Доказательством справедливости закона Паскаля является то, что выдуваемый мыльный пузырь принимает шаровую форму, поскольку воздух в нем давит по всем направлениям одинаково.

Закон Паскаля нашел большое применение в различных технических устройствах, и, в частности, в гидравлических механизмах и машинах.

46. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРЕСС

Для получения выигрыша в силе, например, при прессовании на производстве применяют *гидравлический пресс*.

Гидравлический пресс представляет собой сообщающиеся сосуды цилиндрической формы разного сечения с поршнями, под которыми находится жидкость (вода или машинное масло). Действие гидравлического пресса основано на законе Паскаля.

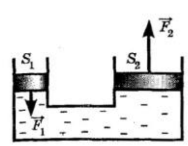


Рис. 46-1

Рассмотрим принцип действия гидравлического пресса, сечение которого изображено на рис. 46-1.

Пусть на малый поршень пресса площадью S_1 действует сила давления F_1 оказывающая давление на жидкость под ним, равное p_1. По закону Паскаля это давление передается без изменения большому поршню площадью S_2, $p_1 = p_2$.

Но, согласно определению давления $p_1 = \dfrac{F_1}{S_1}$, $p_2 = \dfrac{F_2}{S_2}$, поэтому $\dfrac{F_1}{S_1} = \dfrac{F_2}{S_2}$ или $\boxed{\dfrac{F_2}{F_1} = \dfrac{S_2}{S_1}}$.

Гидравлический пресс дает выигрыш в силе во столько раз, во сколько площадь большего поршня больше площади меньшего поршня.

На том же принципе действует и гидравлический домкрат – устройство для поднятия тяжелых грузов.

Найдем работу A_1 и A_2, совершаемую силами, действующими на поршни пресса. Пусть под действием силы F_1 малый поршень проходит путь h_1, а большой поршень одновременно проходит путь h_2 под действием силы F_2. Тогда по определению работы имеем:

$$A_1 = F_1 h_1,\ A_2 = F_2 h_2.$$

Поскольку жидкости практически несжимаемы, некоторый объем ΔV_1 жидкости, опустившейся под малым поршнем, равен объему жидкости ΔV, поднявшей большой поршень, $\Delta V_1 = \Delta V_2$.

Так как $h_1 = \dfrac{\Delta V_1}{S_1}$, $h_2 = \dfrac{\Delta V_2}{S_2}$, то

$$A_1 = F_1 \frac{\Delta V_1}{S_1},\ A_2 = F_2 \frac{\Delta V_2}{S_2}.$$

Но $\dfrac{F_1}{S_1} = \dfrac{F_2}{S_2}$, $\Delta V_1 = \Delta V_2$, следовательно, $A_1 = A_2$ или $F_1 h_1 = F_2 h_2$, $\dfrac{F_2}{F_1} = \dfrac{h_1}{h_2}$.

Пути, проходимые поршнями пресса обратно пропорциональны силам.

Последние два равенства подтверждают «золотое правило» механики: *гидравлический пресс (как и любой другой механизм) не дает выигрыша в работе, поскольку, во сколько раз мы выигрываем в силе, во столько же раз проигрываем в расстоянии*.

47. ДАВЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ НА ДНО И СТЕНКИ СОСУДА

Давление покоящееся жидкости на дно и стенки сосуда, называют *гидростатическим*.

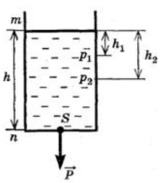


Рис. 47-1

Определим гидростатическое давление столба однородной жидкости плотностью ρ в поле сил тяжести на дно цилиндрического сосуда с площадью основания S. Пусть высота жидкости в сосуде h (рис. 47-1).

По определению давление жидкости на дно сосуда равно:

$$p = \frac{F_{давл}}{S}.$$

Здесь $F_{давл}$ – сила давления жидкости на дно сосуда, т. е. вес этой жидкости P,

$$F_{давл} = P.$$

Цилиндр с жидкостью покоится, поэтому вес жидкости P равен силе тяжести mg, действующей на нее,

$$P = mg.$$

Из определения плотности $\rho = \dfrac{m}{V}$ следует, что масса жидкости m равна произведению ее плотности ρ и объема V: $m = \rho V$. Тогда $P = \rho g V$.

В свою очередь, объем жидкости в цилиндре равен произведению высоты жидкости h и площади основания S:

$$V = hS.$$

Тогда $P = \rho g h S$ поэтому давление p будет равно:

$$p = \frac{\rho h S g}{S} \quad \text{или} \quad p = \rho g h.$$

Гидростатическое давление столба жидкости прямо пропорционально плотности жидкости и высоте ее столба.

Когда высота столба h равна нулю, например, у поверхности жидкости, то и ее давление как вниз, так и на стенку сосуда на уровне точки m, тоже равно нулю. У дна сосуда на уровне точки n давление жидкости по закону Паскаля как на дно, так и на стенку сосуда, одинаково и равно $p_{на\ дно}$. Давление с увеличением глубины жидкости возрастает линейно. Поэтому *среднее давление жидкости на стенку сосуда $p_{ср.на\ стенку}$ на стенку равно среднему арифметическому давлений на уровне m и на уровне n, т. е. равно половине давления на дно,*

$$\boxed{p_{ср.на\ стенку} = \frac{p_{на\ дно}}{2}}$$

Разность давлений Δp столбов жидкости h_1 и h_2 (рис. 47-1) равна: $\Delta p = \rho g \Delta h$, где $\Delta h = h_2 - h_1$.

Давления столбов жидкости высотой h_1 и h_2 соответственно равны: $p_1 = \rho g h_1$ и $p_2 = \rho g h_2$.

Рассмотрим два сосуда разной формы с одинаковой площадью основания S (рис 47-2). Пусть в них налита одинаковая жидкость до одинаковой высоты h. Тогда согласно формуле $p = \rho g h$ давление этой жидкости на дно сосудов одинаково. А поскольку площадь их тоже одинакова, значит, одинаковы и силы давления на дно сосудов, ведь они определяются произведением одинаковых давлений на одинаковые площади

$$F_{давл} = pS.$$

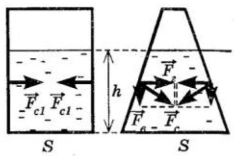


Рис. 47-2

Согласно определению веса, он есть сила, с которой тело, в нашем случае жидкость, давит на опору (дно), значит, и вес жидкости в обоих сосудах должен быть одинаков. Но ведь это чепуха, очевидно же, что масса, а значит, и вес $P = mg$ в правом сосуде меньше, чем в левом, поскольку объем правого сосуда меньше. Эта несуразность названа *парадоксом Паскаля*. В чем же дело? Ответ таков: силы давления на дно действительно одинаковы, но в сосуде с наклонными стенками они не равны весу жидкости. Объяснение этому следующее. Сила давления жидкости перпендикулярна стенкам. По третьему закону Ньютона с такой же силой стенки давят на жидкость, и это давление передается по всем направлениям, в том числе и на дно. Но в сосуде с вертикальными стенками силы давления стенок на жидкость F_{c1} попарно антинаправлены и компенсируют друг друга, а вертикальная составляющая этих сил равна нулю. Поэтому в сосуде с вертикальными стенками сила давления жидкости на дно равна ее весу.

Иначе дело обстоит в сосуде с наклонными стенками. Разложим силу $\vec{F}_c$, с которой наклонная стенка давит на жидкость, на вертикальную $\vec{F}_в$ и горизонтальную $\vec{F}_г$ составляющие. Если стенки сужаются кверху, то все вертикальные составляющие этих сил будут направлены вниз, поэтому эти силы в сумме с весом жидкости создадут силу давления на дно, которая больше веса. Нетрудно убедиться, что в сосуде с расширяющимися кверху стенками вертикальные составляющие сил давления стенок на жидкость будут направлены вверх, в результате чего сила давления на дно будет меньше веса жидкости.

В поле сил тяжести и в условиях земной атмосферы давление жидкости p на глубине h складывается из давления атмосферы $p_{атм}$ на поверхность жидкости и давления самой жидкости $p_ж = \rho g h$ на глубине h:

$$p = p_{атм} + p_ж = p_{атм} + \rho g h.$$

48. СООБЩАЮЩИЕСЯ СОСУДЫ

Сообщающимися сосудами называют сосуды, соединенные друг с другом так, чтобы жидкость свободно перетекала из одного сосуда в другой.

Заполним открытые сообщающиеся сосуды двумя несмешивающимися жидкостями, например, ртутью и водой (рис. 48-1). Выберем горизонтальный уровень mn, ниже которого жидкость однородна. Например, на рис. 48-1 ниже уровня mn находится только ртуть, а выше этого уровня в левом сосуде – ртуть, а в правом – вода.

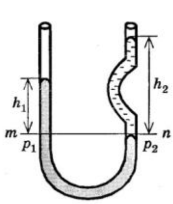


Рис. 48-1

По закону Паскаля давление этих жидкостей p_1 и p_2 в обоих сосудах на этом уровне или на любом другом при равновесии жидкостей в них одинаково,

$$p_1 = p_2.$$

Если давление на уровне mn в одном сосуде станет больше, чем в другом, то равновесие нарушится и жидкость станет перетекать оттуда, где давление больше, туда, где оно меньше.

Закон сообщающихся сосудов: в открытых сообщающихся сосудах при равновесии жидкости давление на любом горизонтальном уровне одинаково.

Рассмотрим два важных следствия из этого закона. Поскольку давление жидкости p_1 на уровне mn в левом сосуде равно: $p_1 = \rho_1 g h_1$, а в правом: $p_2 = \rho_2 g h_2$, то

$$\rho_1 g h_1 = \rho_2 g h_2\text{, откуда } \boxed{\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{h_2}{h_1}}$$

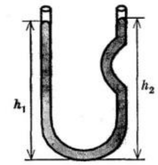


Рис. 48-2

Здесь ρ_1 и ρ_2 – плотности жидкостей в левом и правом сосудах, g – ускорение свободного падения, h_1 и h_2 – высоты столбов жидкостей, отсчитываемые от уровня mn.

Следствие 1: *в открытых сообщающихся сосудах при равновесии высоты столбов разнородных жидкостей, отсчитываемые от уровня, ниже которого жидкость однородна, обратно пропорциональны их плотностям.*

Если жидкость в обоих сосудах одна и та же, т. е. если $\rho_1 = \rho_2$ то согласно последнему равенству $h_1 = h_2$.

Следствие 2: *в открытых сообщающихся сосудах при равновесии однородная жидкость устанавливается на одинаковом уровне независимо от формы сосудов* (рис. 48-2).

На законе сообщающихся сосудов основано действие шлюзов, фонтанов, артезианских колодцев и многих других устройств, позволяющих поднимать жидкость на нужную высоту.

49. ДАВЛЕНИЕ АТМОСФЕРЫ. ОПЫТ ТОРРИЧЕЛЛИ. НОРМАЛЬНОЕ АТМОСФЕРНОЕ ДАВЛЕНИЕ

Нашу Землю окружает атмосфера, простирающаяся на высоту в несколько тысяч километров. Вследствие земного тяготения на атмосферный воздух действует сила тяжести, в результате чего верхние слои атмосферы давят на нижние и это давление по закону Паскаля на данной высоте без изменения передается по всем направлениям.

Мы с вами живем на дне этого воздушного океана. На нас со всех сторон давит воздух. Давление атмосферы имеет огромное значение для жизни и деятельности людей. От его величины зависит жизнь животных и растений. Вот почему так важно уметь его измерить.

Одним из первых измерил атмосферное давление итальянский ученый Торричелли. Это случилось три столетия назад. Торричелли взял тонкую стеклянную трубку длиной около метра, запаянную с одного конца, и наполнил ее доверху ртутью. Затем, закрыв открытый конец трубки, перевернул ее и опустил этим концом в открытую чашу с ртутью, после чего открыл трубку. Сначала под действием силы тяжести ртуть стала выливаться из трубки в чашу, а затем перестала. Это случилось в тот момент, когда давление ртути в трубке на уровне открытой поверхности ртути в чаше стало равно атмосферному давлению на открытую поверхность ртути в чаше. Так был создан первый в мире ртутный барометр (рис. 49-1).

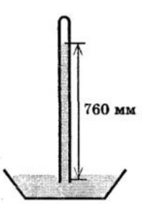


Рис. 49-1

Над ртутью в трубке образовалось замкнутое пространство, заполненное парами ртути, давление которых мало по сравнению с атмосферным, поэтому им пренебрегают. Это пространство было названо торричеллиевой пустотой.

Когда атмосферное давление увеличивалось, т. е. атмосфера сильнее давила на открытую поверхность ртути в чаше, уровень ртути в трубке повышался, а когда оно уменьшалось, то понижался. Присоединив к трубке шкалу, проградуированную в единицах давления, стали измерять давление атмосферы с высокой степенью точности.

Нормальным атмосферным давлением называется давление атмосферы, числено равное давлению столбика ртути высотой 760 мм. Это давление называют также физической атмосферой, сокращенно атм.

Выразим нормальное атмосферное давление в единицах СИ, т. е. в паскалях. Пусть в формуле $p = \rho g h$ давление p – нормальное атмосферное давление или одна физическая атмосфера, $p = 1\ атм = 760\ мм.рт.ст.$, $\rho = 13{,}6 \cdot 10^3\ кг/м^3$ – плотность ртути, $g = 9{,}8\ м/с^2$ – ускорение свободного падения, $h = 760\ мм = 0{,}76\ м$. Подставив эти числа в формулу, получим:

$$1 атм = 760\, мм.\, рт.ст. = 13,6 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3} \cdot 9,8 \frac{м}{с^2} \cdot 0,76\, м = 1,013 \cdot 10^5\, Па\ .$$

На практике при измерении атмосферного давления часто применяют внесистемные единицы: миллиметр ртутного столба, техническую атмосферу (сокр. ат), бар.

$$1 мм.\, рт.ст. = 13,6 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3} \cdot 9,8 \frac{м}{с^2} \cdot 0,001\, м = 133\, Па\ ,$$

$$1 атм = 9,8\, Па\ ,\ 1 бар = 10^5\, Па\ .$$

Барометры – это приборы, применяемые для измерения атмосферного давления.

Первым ртутным барометром была трубка Торричелли. Ртутные барометры – очень точные приборы, поэтому их применяют там, где необходима высокая точность измерений, например, при научных экспериментах. Но у них есть ряд недостатков: они некомпактны, ртуть дорога, ее пары ядовиты, она может разлиться, стекло – разбиться и т. д. Поэтому в быту и технике широко применяют другие барометры – *анероиды*.

50. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕЙ БАРОМЕТР – АНЕРОИД. МАНОМЕТР

В предыдущем пункте мы рассмотрели устройство и принцип действия ртутного барометра. Теперь рассмотрим устройство и принцип действия металлического барометра – анероида.

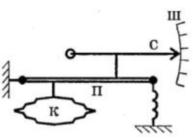


Рис. 50-1

Основной частью анероида является металлическая коробочка $К$ (рис. 50-1) с гофрированной поверхностью. Из коробочки частично откачан воздух, вследствие чего она реагирует на малейшее изменение атмосферного давления. Поверхность коробочки гофрируют для того, чтобы увеличить площадь ее соприкосновения с атмосферным воздухом и улучшить упругие свойства коробочки. Чтобы коробочку с пониженным давлением не раздавило давление атмосферы, ее крышку оттягивают кверху при помощи упругой пластинки $П$. Когда атмосферное давление увеличивается, крышка коробочки прогибается и стрелка $С$, соединенная с ней, перемещается по шкале $Ш$ в одну сторону, а когда давление уменьшается, коробочка распрямляется и стрелка перемещается в противоположную сторону. Вся эта система помещается в футляр с прозрачной крышкой для наблюдения за показаниями прибора.

Анероид удобен при перевозках, относительно дешев, но точность его показаний уступает ртутному барометру.

Манометры это приборы, предназначенные для измерения давления в каких-либо сосудах.

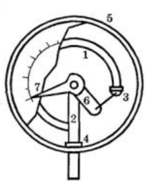


Рис. 50-2

Рассмотрим принцип действия пружинного и жидкостного манометров, распространенных в промышленности, науке и медицине.

Принцип действия пружинного манометра основан на деформации упругих элементов: трубчатой пружины, мембраны, гофрированной коробочки и др. Эти деформации при помощи передаточного устройства преобразуются во вращательное движение стрелки по шкале прибора.

Основными частями манометра являются: корпус, держатель, трубчатая или пластинчатая пружина (мембрана), передаточный механизм и циферблат со стрелкой (рис. 50-2). Трубчатая пружина 1 представляет собой полую трубку, согнутую по кругу и овальную в сечении. Открытый конец трубки впаян в держатель 2, а в закрытый свободный конец трубки впаян

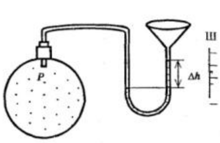


Рис. 50-3

наконечник 3. Средняя часть держателя 2 при помощи винта 4 прикреплена к корпусу манометра 5. В верхней части держателя укреплен передаточный механизм 6, посредством которого упругая деформация пружины передается стрелке 7.

Работа такого манометра основана на том, что под влиянием давления жидкости или газа в сосуде пружина закручивается тем сильнее, чем больше это давление. При этом стрелка перемещается по шкале, показывая величину измеряемого давления.

Устройство жидкостного манометра значительно проще. Жидкостный манометр представляет собой *U*-образную трубку, заполненную жидкостью (как правило, подкрашенной водой) (рис. 50-3).

Один конец манометра соединяют с сосудом, в котором измеряют давление, а другой остается открытым. Давление над поверхностью жидкости в нем атмосферное.

Если измеряемое давление в сосуде больше атмосферного, то в колене манометра, соединенном с сосудом, уровень жидкости установится ниже, чем в открытом колене, а если давление в сосуде будет меньше атмосферного, то уровень жидкости в свободном колене установится ниже, чем в колене, соединенном с сосудом. По разности уровней можно судить о величине давления в сосуде. Для этого к трубке прикрепляют шкалу $Ш$, проградуированную в единицах давления.

51. ИЗМЕНЕНИЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С ВЫСОТОЙ

Атмосферное давление на тело обусловлено весом воздушных слоев, расположенных над ним. На уровне моря величина атмосферного давления в среднем составляет 760 мм рт. ст. или 10^5 Па.

С увеличением высоты над уровнем моря атмосферное давление убывает вместе с весом воздушных слоев из-за ослабления земного тяготения, уменьшаясь через каждые сто метров примерно на 10 мм рт. ст. = 1330 Па.

Более точно зависимость атмосферного давления от высоты выражается барометрической формулой

$$p = p_0 \cdot 2^{-\frac{Mgh}{RT}}. \qquad (51.1)$$

Здесь p – давление на высоте h, p_0 – давление на уровне моря, M – молярная масса воздуха, g – ускорение свободного падения, T – абсолютная температура воздуха на высоте h.

Следует учитывать, что формула (51.1) справедлива только тогда, когда температура T по всей высоте к одинакова, поэтому она называется *изотермической формулой*.

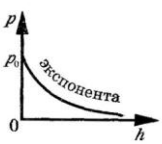


Рис. 51-1

Графически зависимость давления p от высоты h изображена на рис. 51-1. На этом графике показано, что давление атмосферы, равное при $h = 0$ величине p_0 убывает по экспоненте, стремясь к нулю при стремлении высоты h к бесконечности. Подобная зависимость называется экспоненциальной.

Атмосфера Земли представляет собой газовую оболочку, удерживаемую полем тяготения Земли. Ее давление и плотность непрерывно убывают с высотой, приближаясь в верхних слоях атмосферы к плотности и давлению вещества, заполняющего межпланетное пространство.

Атмосферу Земли условно делят на три слоя: нижний – тропосфера, средний – стратосфера и верхний – ионосфера.

Тропосфера состоит примерно на 78% из азота и на 21% из кислорода. Остальную часть составляют пары воды, другие газы и частицы пыли. Верхняя граница тропосферы простирается примерно до 18 км, где атмосферное давление падает примерно до 40 мм рт. ст. или $5 \cdot 10^3$ Па.

Над тропосферой располагается стратосфера, которая простирается до высоты 80 км над уровнем моря и там атмосферное давление падает до 0,001 мм рт. ст. или до 0,1 Па.

Еще выше простирается ионосфера, получившая свое звание из-за наличия в ней большого количества заряженных частиц – ионов обоих знаков. Атмосферное давление в ионосфере продолжает быстро убывать с высотой, составляя на высоте 120 км примерно 10^{-5} мм рт. ст. или 0,001 Па. Верхняя часть атмосферы постепенно переходит в открытый космос.

Экспериментальное исследование верхних слоев атмосферы с помощью воздушных шаров – зондов впервые было осуществлено выдающимся русским ученым Д. И. Менделеевым в 1887 г.

52. НАСОСЫ

Насосами называют устройства, служащие для перемещения жидкостей, когда они не могут перетекать самотеком.

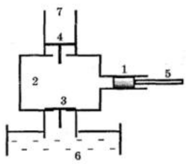


Рис. 52-1

Действие насосов основано на законе сохранения энергии. Работающий насос превращает энергию, передаваемую ему двигателем, в потенциальную, кинетическую и внутреннюю энергию потока жидкости.

Рассмотрим принцип действия двух наиболее распространенных типов насосов: поршневого и центробежного лопастного.

Работа поршневого насоса основана на всасывании и вытеснении жидкости из одного сосуда в другой с помощью поршней, движущихся в рабочих полостях насоса. Рассмотрим схему простейшего поршневого насоса, изображенную на рис. 52-1.

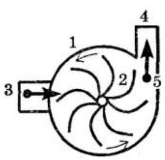


Рис. 52-2

Цилиндр 1 соединен с клапанной камерой 2, в гнездах которой расположены всасывающий клапан 3 и нагнетательный клапан 4. Поршень 5, движущийся возвратно-поступательно, производит попеременно всасывание жидкости из емкости 6 и нагнетает ее в трубу 7.

При движении поршня вправо клапан 4 закрыт. При этом объем воздуха в камере 2 увеличивается, вследствие чего давление падает. В результате из емкости 6 через открывшийся клапан 3 в камеру 2 поступает жидкость. При возвратном движении поршня влево клапан 3 закрывается, а клапан 4 открывается под давлением жидкости, вытесняемой поршнем. При этом жидкость поднимается в трубу 7, соединенную с емкостью, в которую ее перекачивают. Затем процесс повторяется.

Поршневые насосы обладают рядом недостатков. Их скорость из-за инерции передаточного механизма ограничена, поэтому их соединение с высокооборотными двигателями затруднительно. Кроме того, подача жидкости происходит неравномерно из-за периодичности движения поршней.

Для устранения этих недостатков были изобретены центробежные насосы.

Рассмотрим схему лопастного центробежного насоса, изображенную на рис. 52-2. Рабочее колесо насоса, несущее лопасти 2, заключено в корпус 1, имеющий специфическую форму. При вращении лопастей возрастает скорость примыкающего к ним воздушного потока, увлекаемого силами внутреннего трения. При этом давление в потоке падает и сюда втягивается через трубу 3 жидкость, которая вовлекается во вращательное движение и отбрасывается центробежными силами к периферии камеры. Частицы жидкости, двигаясь по касательной, выбрасываются вверх по трубе 4, когда их линейная скорость в точке 5 направлена вверх. При этом кинетическая энергия частиц превращается в их потенциальную энергию.

Центробежные насосы лишены недостатков поршневых, в результате чего они имеют более высокий КПД, более компактны и удобны при соединении их с приводными электродвигателями.

53. АРХИМЕДОВА СИЛА ДЛЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ. ЗАКОН АРХИМЕДА

В жидкости тело весит меньше, чем на суше. Причиной этого является *выталкивающая (архимедова)* сила, действующая на тела, погруженные в жидкость. В воздухе выталкивающая сила тоже действует, но она значительно меньше, чем в жидкости, потому, что плотность воздуха примерно в тысячу раз меньше плотности жидкости.

Рассмотрим причину появления выталкивающей силы. Для этого обратимся к рис. 53-1.

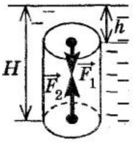


Рис. 53-1

Пусть тело цилиндрической формы погружено в жидкость плотностью ρ так, что его нижнее основание находится на глубине H, а верхнее – на глубине h. Тогда на верхнее основание цилиндра действует со стороны жидкости сила давления F_1 направленная вниз, а на нижнее основание цилиндра действует со стороны жидкости сила давления F_2, направленная вертикально вверх, причем сила давления F_2 больше силы давления F_1, потому что она пропорциональна давлению жидкости на глубин H, которое в свою очередь пропорционально глубине H, большей, чем глубина h. В результате равнодействующая сил давления F_1 и F_2 будет направлена вверх и будет равна разности этих сил. Эта равнодействующая и называется выталкивающей или архимедовой силой в честь древнегреческого ученого Архимеда, определившего ее величину:

$$F_{выт} = F_2 - F_1 .$$

Определим и мы величину выталкивающей силы. Из определения давления следует, что сила давления равна произведению давления p и площади опоры тела S, поэтому

$$F_2 = p_2 S \text{ и } F_1 = p_1 S .$$

Согласно формуле давления столба жидкости

$$p_1 = \rho g h \text{ и } p_2 = \rho g H .$$

Тогда $F_2 = \rho g H S$ и $F_1 = \rho g h S$.

Подставив два последних выражения в формулу выталкивающей силы, получим:

$$F_{выт} = \rho g H S - \rho g h S = \rho g S \left(H - h\right).$$

Здесь разность глубин $H - h$ равна высоте цилиндра, а произведение этой высоты на площадь основания цилиндра S равно объему цилиндра V, $V = \left(H - h\right) S$.

Тогда

$$\boxed{F_{выт} = \rho g V}$$

Произведение плотности жидкости ρ и объема V равно массе жидкости m, объем которой равен объему погруженного в жидкость тела, а произведение этой массы m на ускорение свободного падения g равно весу жидкости P, вытесненной телом.

$$F_{выт} = P_{жидкости} .$$

Закон Архимеда: на тело, погруженное в жидкость или газ, действует выталкивающая сила, направленная вертикально вверх и равная весу жидкости или газа, вытесненного телом.

Следовательно, формула выталкивающей силы имеет вид:

$$\boxed{F_{выт} = \rho_{жидк} g V_{погруж.тела}}$$

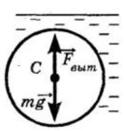


Рис. 53-2

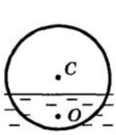
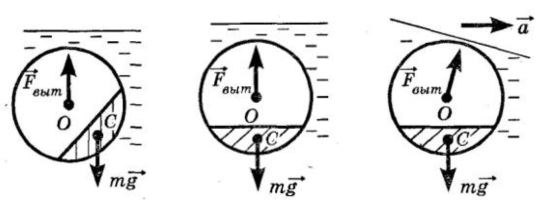


Рис. 53-3

Точкой приложения архимедовой выталкивающей силы является центр тяжести погруженной в жидкость части однородного тела. Центр тяжести самого тела совпадает с точкой приложения архимедовой силы, если тело однородно и полностью погружено в жидкость (рис. 52-2). Если тело частично погружено в жидкость, то его центр тяжести C не совпадает с точкой приложения выталкивающей силы O (рис. 53-3).

Даже если тело погружено полностью, но не однородно, то точки приложения силы тяжести C и архимедовой силы O могут не совпадать. На рис. 53-4, а и б заштрихованная часть шара изготовлена из металла, а незаштрихованная – из дерева. При этом центр тяжести шара C смещен относительно его геометрического центра O. Если шар погрузить в жидкость так, как показано на рис. 53-4, а, то выталкивающая сила , приложенная к геометрическому центру шара O, и сила тяжести $m\vec{g}$, приложенная к центру тяжести C, создадут вращающий момент сил. Под его действием шар повернется и примет положение, показанное на рис. 53-4, б, при котором линии действия этих сил совпадут.



а) б) в)

Рис. 53-4

Архимедова выталкивающая сила $\vec{F}_{выт}$ не всегда направлена вертикально вверх. Например, если жидкость находится в сосуде, движущемся горизонтально с ускорением $\vec{a}$ (рис. 53-4, в), то ее поверхность располагается под углом к горизонту. При этом выталкивающая сила, всегда перпендикулярная к поверхности жидкости, будет направлена под углом к вертикали.

Закон Архимеда – первый количественный закон физики, открытый человеком. На нем основана теория плавания тел. Вместе с законом Паскаля закон Архимеда составляет основу гидростатики.

54. УСЛОВИЯ ПЛАВАНИЯ ТЕЛ

Благодаря действию выталкивающей силы тела плавают в жидкости или газе.

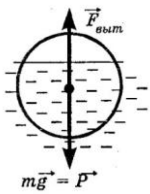


Рис. 54-1

Рассмотрим условия плавания тел в покоящейся жидкости. Пусть плотность тела меньше плотности жидкости. Тогда вес этого тела $P = \rho_{тела} gV$ будет меньше выталкивающей силы $F_{выт} = \rho_{жидк} gV$, где V – объем тела, полностью погруженного в жидкость. При этом условии тело, погруженное в жидкость, будет всплывать. Когда оно поднимется вверх так, что начнет выходить из жидкости, величина выталкивающей силы будет уменьшаться с уменьшением объема погруженной в жидкость части тела согласно формуле выталкивающей силы. Когда выталкивающая сила станет равна весу тела, оно будет плавать на поверхности, частично погруженное в жидкость (рис 54-1).

Условие плавания тел: *тело плавает в жидкости, когда выталкивающая сила равна весу тела*.

Когда плотность тела значительно меньше плотности жидкости, то равновесия может не наступить, если вес тела при всплытии все время будет меньше выталкивающей силы. При этом тело полностью всплывет и будет находиться на поверхности жидкости, совсем не погружаясь в нее, как это делает надувной шарик, брошенный в воду. Если плотность тела равна плотности жидкости, в которую оно полностью погружено, то тело будет плавать в жидкости во взвешенном состоянии, т. е. не поднимаясь и не опускаясь, поскольку при этом вес тела будет равен выталкивающей силе.

Если плотность тела больше плотности жидкости, то возможны три случая.

1. Если объем погруженной в жидкость части тела столь велик, что выталкивающая сила, пропорциональная этому объему, окажется больше веса тела, то тело будет всплывать. Например, плотность железа примерно в 8 раз больше плотности воды, поэтому, если сплошной кусок железа бросить в воду, то он, конечно, утонет. Но, если этот кусок раскатать в тонкую фольгу и изготовить из нее, например, лодочку, то она будет плавать, благодаря действию большой выталкивающей силы, пропорциональной объему погруженной части лодочки;

2. Если благодаря достаточному объему погруженной части тела выталкивающая сила окажется равной весу тела, то оно будет плавать, не поднимаясь и не опускаясь, как это делает подводная лодка;

3. Если вес тела окажется больше выталкивающей силы, то оно утонет.

Из всего сказанного можно сделать следующие выводы:

а) если выталкивающая сила больше веса тела, то оно всплывает;

б) если выталкивающая сила равна весу тела, то оно плавает, не поднимаясь и не опускаясь;

в) если выталкивающая сила меньше веса тела, то оно тонет.

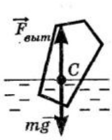


Рис. 54-2

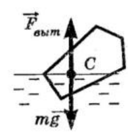


Рис. 54-2

Плавающий корабль будет находиться в состоянии устойчивого равновесия, когда его центр тяжести расположен на одной линии действия с выталкивающей силой (рис. 53-2) и как можно ниже. Тогда при качке линия действия силы тяжести не выйдет за пределы периметра, ограничивающего днище корабля и вращающий момент этих сил вернет корабль в вертикальное положение. Для этого тяжелые грузы на кораблях стараются расположить как можно ниже – ниже *ватерлинии*, распределив их равномерно. В противном случае может возникнуть вращающий момент сил, который опрокинет корабль.

Ватерлиния – это линия, определяющая глубину погружения корабля. Она проводится по его корпусу и отделяет надводную часть корабля от подводной. Ватерлиния обозначает глубину осадки корабля.

Если при качке линия действия силы тяжести выйдет за пределы периметра, ограничивающего днище корабля, то он опрокинется (рис. 53-3).

ЭЛЕМЕНТЫ ГИДРО- И АЭРОДИНАМИКИ

55. ИДЕАЛЬНАЯ ЖИДКОСТЬ. ТЕОРЕМА О НЕРАЗРЫВНОСТИ СТРУИ

Раздел механики, в котором рассматривается движение жидкостей и газов и их взаимодействие с движущимися в них телами называется гидро- или аэродинамикой.

Плотность газов Значительно меньше плотности жидкости, а сжимаемость газов существенно больше жидкостей. Силы внутреннего трения в газах намного меньше, чем в жидкостях. Из-за этих различий скорости и ускорения тел в жидкостях и газах при одинаковом воздействии на них или на тела в них значительно отличаются друг от друга. Тем не менее, при скоростях, во много раз меньших скорости звука в воздухе $\upsilon_{зв} = 340$ м/с, когда можно не учитывать сжимаемость газов и трение в них, законы движения жидкостей и газов, а также тел в них, аналогичны и описываются одинаковыми уравнениями.

В основу гидроаэромеханики легли законы Ньютона, позволяющие определить силы, действующие на тела, движущиеся в сплошных средах. Однако применение общих теорем динамики для решения задач гидродинамики долгое время было возможно лишь применительно к идеальной жидкости.

Идеальная жидкость – это абстрактная жидкость, не обладающая вязкостью, теплопроводностью, способностью к электризации и намагничиванию, в которой механическая энергия не превращается в другие виды энергии. Иными словами, жидкость, в которой между отдельными частицами действуют только консервативные силы – силы тяжести и силы упругости. Таких жидкостей в природе не существует, но, чем ближе свойства реальноq жидкости к свойствам идеальной, тем точнее к ней применимы законы гидродинамики идеальной жидкости.

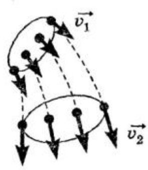


Рис. 55-1

Учет всех свойств реальных жидкостей приводил к крайне громоздким уравнениям из-за огромного количества взаимодействующих частиц в них. Точное решение этих уравнений обычными способами было затруднительно, поэтому до середины прошлого столетия решение задач практической гидродинамики производилось, как правило, экспериментальными методами.

Наиболее простые уравнения гидродинамики были записаны для идеальной жидкости. Такая идеализация была допустима применительно ко многим случаям течения реальных жидкостей вдали от омываемых ими поверхностей твердых тел.

Рассмотрим поток жидкости, схематически изображенный на рис. 55-1. В каждой точке этого потока скорость частиц жидкости имеет определенную величину и направление. Если изобразить все векторы скоростей всех частиц жидкости в каждой точке потока, то мы получим поле скоростей. Однако более наглядной картина, изображающая данный поток жидкости, будет, если изобразить не сами векторы скорости, а провести линии, касательные к которым в каждой точке будут совпадать с вектором скорости жидкости в этой точке. Такие линии называются линиями тока жидкости.

Линия тока – это воображаемая линия, в каждой точке которой вектор скорости частиц жидкости направлен по касательной к этой линии.

Совокупность линий тока позволяет наглядно представить в каждый момент времени поток жидкости, давая как бы моментальный фотографический снимок ее течения.

Линии тока жидкости можно сделать видимыми, внеся, например, в воду алюминиевые частицы. В газе для этого вводят дым в струю газа. Если такой поток сфотографировать, то мы получим наглядное изображение линий тока.

Конечно, если проводить линии тока через каждую точку пространства, занятого потоком, то все они сольются. Поэтому договорились густоту линий тока выбирать такой, чтобы число линий, проведенных через некоторую единичную площадку перпендикулярно ей, было численно равно скорости жидкости в данном месте. Например, скорость жидкости 10 м/с. Значит, можно через каждый квадратный сантиметр такой площадки проводить по 10 линий тока жидкости и таким образом охарактеризовать ее скорость. Тогда чем больше скорость жидкости, тем гуще расположатся линии тока, и наоборот.

Выберем в жидкости некоторый замкнутый контур (замкнутую линию), плоскость которого перпендикулярна линиям тока жидкости (рис. 55-2).

Совокупность линий тока, пересекающих площадку, ограниченную этим контуром, называется трубкой тока жидкости.

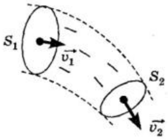


Рис. 55-2

При установившемся движении сплошной среды (жидкости или газа) линии тока совпадают с траекториями движущихся частиц среды и не изменяют своего положения с течением времени, из-за чего трубки тока схожи с трубками, имеющими твердые стенки, поэтому они и получили такое название. Трубки тока могут сужаться или расширяться в зависимости от скорости жидкости, хотя количество жидкости, протекающей за одинаковое время через некоторое сечение, перпендикулярное линиям тока, будет оставаться постоянным. Вследствие того, что вектор скорости частиц жидкости или газа касателен к линиям тока, ограничивающим стенки трубки тока, движущиеся частицы не пересекают стенок трубки тока.

Если скорость частиц жидкости в данном сечении с течением времени не изменяются, то такое течение называется стационарным.

Пусть жидкость несжимаема, т. е. ее плотность везде одинакова и с течением времени не меняется (большинство жидкостей, в том числе и вода, практически несжимаемы). Тогда некоторая масса жидкости m, пересекающей площадку S_1 за время t, будет равна

$$m = \rho V = \rho S_1 \upsilon_1 t \tag{55.1}$$

Здесь ρ – плотность жидкости, V – объем жидкости массой m, υ_1 – скорость течения жидкости через площадку S_1.

Пусть за такое же время в другом месте трубки тока эта же масса жидкости пересечет площадку S_2 со скоростью υ_2. Тогда

$$m = \rho S_2 \upsilon_2 t \tag{55.2}$$

Приравняв правые части формул (55.1) и (55.2), получим:

$$\boxed{\upsilon_1 S_1 = \upsilon_2 S_2} \quad \text{или} \quad \boxed{\upsilon S = const} \tag{55.3}$$

Выражение (55.3) называют *теоремой о неразрывности струи, или теоремой Эйлера*.

Теорема о неразрывности струи (теорема Эйлера): произведение скорости течения несжимаемой жидкости и площади поперечного сечения одной и той же трубки тока, есть величина постоянная.

Теорема о неразрывности струи является выражением закона сохранения массы движущейся жидкости. Ее можно применять к реальным жидкостям, сжимаемостью которых можно пренебречь.

Теорема о неразрывности струи используется при расчетах, связанных с подачей жидкого топлива в ракетный двигатель по трубам переменного сечения. Зависимость скорости потока от площади поперечного сечения канала, по которому течет жидкость или газ, учитывается при конструировании сопла ракетного двигателя. В месте сужения сопла (рис. 55-3) скорость истекающих из него продуктов сгорания резко возрастает. Благодаря этому давление в потоке падает и возникает дополнительная сила тяги.

Рис. 55-3

Течение жидкости, при котором отдельные слои скользят относительно друг друга, не перемешиваясь, называется ламинарным, т. е. слоистым. Таким является медленное течение жидкости по трубам, течение в спокойных полноводных реках.

Течение, при котором слои жидкости перемешиваются, называется турбулентным, т. е. вихревым. Примером такого движения служит истечение отработанных газов из сопла ракеты, течение бурных горных рек, завихрения воды за кормой. С увеличением скорости ламинарное течение переходит в турбулентное.

56. ЗАВИСИМОСТЬ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ ОТ СКОРОСТИ ЕЕ ТЕЧЕНИЯ. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ

Рассмотрим течение идеальной несжимаемой жидкости, например, воды. Воду вполне можно считать несжимаемой, поскольку воздействие на нее с огромной силой в 10^7 Н приводит к сжатию воды всего на 0,005% от ее первоначального объема.

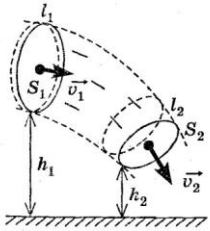


Рис. 56-1

Выберем некоторую струю жидкости, ограниченную стенками трубки тока (рис. 56-1). Пусть за время t некоторая масса жидкости m переместилась от сечения площадью S_1 к сечению площадью S_2, опустившись с высоты h_1 на высоту h_2. В стационарно текущей жидкости кроме сил тяжести действуют еще и силы давления так, что некоторый малый элемент жидкости массой m и объемом V на высоте h_1 испытывает давление p_1, а на высоте h_2 он испытывает давление p_2. Скорость этого элемента на высоте h_1 равна υ_1, а на высоте h_2 она равна υ_2. Плотность жидкости ρ.

Пусть в жидкости действуют только консервативные силы давления, порожденные упругостью жидкости, и силы тяжести. Тогда применительно к ней выполняется закон сохранения механической энергии. Согласно этому закону сумма потенциальной энергии $E_{П1}$ элемента жидкости на высоте h_1, его кинетической энергии E_{K1} на этой же высоте и работы A_1, совершаемой силами давления $F_{давл\,\tau}$ на некотором пути l_1 равна сумме его потенциальной энергии $E_{П2}$, кинетической энергии E_{K2} и работе A_2, совершаемой силами давления $F_{давл\,\tau}$ на пути l_2, когда этот элемент окажется на высоте h_2,

$$E_{П1}+E_{K1}+A_1=E_{П2}+E_{K2}+A_2,$$

где

$$E_{П1}=mgh_1,\ E_{K1}=\frac{m\upsilon_1^2}{2},\ A_1=F_{давл_1}l_1=p_1S_1l_1,$$

$$E_{П2}=mgh_2,\ E_{K2}=\frac{m\upsilon_2^2}{2},\ A_2=F_{давл_2}l_2=p_2S_2l_2.$$

Здесь p_1 – давление жидкости в сечении S_1, p_2 – давление жидкости в сечении S_2.

Тогда $mgh_1+\dfrac{m\upsilon_1^2}{2}+p_1S_1l_1=mgh_2+\dfrac{m\upsilon_2^2}{2}+p_2S_2l_2$.

Но $m=pV$, $V=S_1l_1=S_2l_2$.

Поэтому $\rho Vgh_1+\dfrac{\rho\upsilon_1^2}{2}V+p_1V=\rho Vgh_2+\dfrac{\rho\upsilon_2^2}{2}V+p_2V$, откуда

$$\boxed{\rho gh_1+\frac{\rho\upsilon_1^2}{2}+p_1=\rho gh_2+\frac{\rho\upsilon_2^2}{2}+p_2} \qquad (56.1)$$

или

$$\boxed{\rho gh+\frac{\rho\upsilon^2}{2}+p=const}$$

Уравнение (56.1) называют *уравнением Бернулли*. Оно было записано впервые швейцарским ученым Д.Бернулли и представляет собой закон сохранения механической энергии, примененный к течению жидкости.

Если $h_1=h_2$, то уравнение Бернулли примет вид:

$$\boxed{\frac{\rho\upsilon_1^2}{2}+p_1=\frac{\rho\upsilon_2^2}{2}+p_2} \qquad (56.2)$$

или

$$\boxed{\frac{\rho\upsilon^2}{2}+p=const}$$

Уравнение (56.2) записано применительно к жидкости, текущей горизонтально.

Из уравнения Бернулли следует, что, *если скорость в потоке жидкости возрастает, то давление в ней падает, и наоборот, там, где скорость меньше, давление больше*. Например, если лодку, оставленную на ночь у берега, забыть привязать, то утром ее можно обнаружить уплывшей далеко по течению. Это произойдет вследствие того, что из-за большего давления воды, медленно текущей вблизи берега, лодку вытеснит на середину, туда, где течение имеет большую скорость и, следовательно, меньшее давление.

Сформулированная выше зависимость давления от скорости течения среды справедлива и применительно к газам, когда их скорость невелика, так как при этом можно пренебречь сжимаемостью газов. Все должны знать, что вблизи мчащегося поезда стоять опасно, потому что воздух вблизи стенок вагонов увлекается поездом и движется с большей скоростью перед стоящим человеком, чем позади него. В результате, давление воздуха позади стоящего будет больше, чем между ним и поездом, и человека может толкнуть прямо под колеса. В справедливости приведенных выше рассуждений вы можете легко убедиться сами, если подвесите вертикально два листа бумаги и подуете между ними. При этом листы притянутся друг к другу тем с большей силой, чем сильнее вы будете дуть.

Уравнение Бернулли находит широкое применение при решении задач на расчет давлений в потоках жидкостей и газов.

57. ПОДЪЕМНАЯ СИЛА КРЫЛА САМОЛЕТА

Подъемная сила крыла самолета обусловлена особым профилем крыла – *профилем Жуковского*, названным так в честь замечательного русского ученого-механика Н. Е. Жуковского, основоположника отечественной авиации.

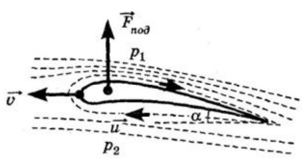


Рис. 57-1

Крыло самолета имеет особую несимметричную форму. На рис. 57-1 изображено его сечение в потоке движущегося газа. Профиль крыла образует с линией горизонта *угол атаки* α – угол между вектором скорости набегающего на крыло горизонтального потока воздуха и нижней плоскостью крыла.

Благодаря несимметричности формы крыла и наличию угла атаки воздушные массы за одно и то же время проходят над верхней поверхностью крыла больший путь, чем под нижней. В результате, *скорость воздушного потока над крылом оказывается больше, чем под ним, а давление, соответственно, меньше*. Линии тока воздуха, которые можно наблюдать, если ввести в него струйки дыма, сгущаются над крылом, что свидетельствует о возрастании скорости и уменьшении давления по сравнению с давлением под крылом.

*Наличие разности давлений над и под крылом приводит к появлению подъемной силы, направленной снизу вверх, оттуда, где давление больше, туда, где оно меньш*е. Величина подъемной силы в значительной степени зависит от угла атаки и при некотором критическом угле атаки достигает максимальной величины, после чего начинает убывать с дальнейшим ростом угла атаки. Расчет критического угла атаки является одной из важных задач самолетостроения.

Пусть самолет движется со скоростью υ относительно воздуха, а его крыло обтекает поток воздуха со скоростью u, причем над крылом он движется антинаправлено самолету, а под крылом – сонаправлено с ним. Тогда скорость потока воздуха относительно крыла самолета над ним будет равна $\upsilon_1 = \upsilon + u$, а под ним $\upsilon_2 = \upsilon - u$. Если самолет летит горизонтально, то согласно уравнению Бернулли

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} + p_2,$$

откуда разность давлений Δp под и над крылом будет равна:

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2}\left(\upsilon_1^2 - \upsilon_2^2\right) = \frac{\rho}{2}\left(\left(\upsilon + u\right)^2 - \left(\upsilon - u\right)^2\right) = 0,5\rho\left(\upsilon^2 + 2\upsilon u + u^2 - \upsilon^2 + 2\upsilon u - u^2\right) = 2\rho\upsilon u .$$

Плотность воздуха ρ на тех высотах, где летают лайнеры, порядка 1 $кг/м^3$, скорость самолета пусть $\upsilon = 800\,м/с$, скорость обтекающего его потока примерно $u = 10\,м/с$. Тогда разность давлений Δp под и над крылом примерно равна:

$$\Delta p = 2\cdot 1\cdot 800\cdot 10\,Па = 1,6\cdot 10^3\,Па .$$

Если площадь крыльев примерно $S = 400 м^2$, то подъемная сила $F_{под}$, обусловленная разностью давлений p_1 и p_2, будет огромна:

$$F_{под} = \Delta pS = 1,6 \cdot 10^3 \cdot 400H = 6,4 \cdot 10^5 H.$$

Вот почему самолеты не падают, хотя они и тяжелее воздуха.

58. ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Во всякой жидкости действуют силы взаимодействия молекул, имеющие электромагнитное происхождение. Вследствие этого всякая реальная жидкость обладает *вязкостью*. При течении реальной жидкости по трубам скорость частиц жидкости в одном и том же сечении трубы неодинакова (рис. 58-1).

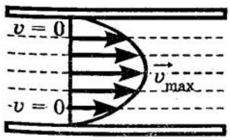


Рис. 58-1

Непосредственно у стен она равна нулю. Вблизи стенок трубы скорость слоев жидкости из-за сил *внутреннего трения* невелика и увеличивается по мере приближения к середине трубы. Известно, что скорость течения на середине реки наибольшая, а у берегов она падает до нуля. В связи с наличием внутреннего трения жидкость может течь по трубе только при наличии перепада давлений на выходе и на входе трубы, потому что при этом силы давления компенсируют вязкие силы, тормозящие жидкость.

Силу внутреннего трения в жидкостях и газах можно рассчитать пользуясь *феноменологическим уравнением* – уравнением, полученным опытным путем:

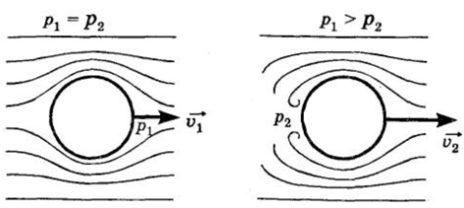
$$\boxed{F_{тр} = \eta \frac{\Delta \upsilon}{\Delta y} S}$$

Здесь $F_{тр}$ – сила трения, η – коэффициент трения, зависящий от свойств жидкости или газа, $\frac{\Delta \upsilon}{\Delta y}$ – градиент скорости, т. е. ее изменение на единице диаметра трубы от стенки к середине, S – площадь трущихся слоев жидкости или газа.

Рис. 58-2

Из-за различия скоростей в движущейся вязкой жидкости у стен и в середине трубы, давление в ней падает в направлении течения, изменяясь по линейному закону. В этом можно убедиться, проделав в трубе, по которой течет стационарно жидкость, отверстия и вставив в них трубки (рис. 58-2).

При отсутствии течения высота жидкости в трубках будет одинакова, а чем быстрее жидкость будет течь, тем быстрее будет понижаться высота в направлении течения жидкости вследствие понижения давления. А если бы жидкость была идеальна, т. е. если бы в ней отсутствовало трение, то высоты столбов в трубках оставались бы одинаковы и при ее движении.



а) б)

Рис. 58-3

При ламинарном течении тело, движущееся в жидкости, испытывает силу сопротивления движению вследствие вязкости жидкости и взаимодействия ее молекул с молекулами поверхности тела. Это так называемое сопротивление трения. При таком движении давление жидкости на тело спереди и сзади одинаково (рис. 58-3, а). При возрастании скорости, позади движущегося тела возникают завихрения вследствие обрыва линий тока жидкости. Скорость движения жидкости в таких завихрениях позади тела становится больше, чем перед ним и, как следствие, давление там падает. Из-за этого давление жидкости перед телом становится больше, чем позади него, и возникает дополнительное лобовое сопротивление движению – *сопротивление давления* (рис. 58-3, б). С возрастанием скорости сопротивление давления жидкости или газа на движущееся в них тело возрастает.

<u>МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА</u>

59. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Задачей молекулярной физики и термодинамики является изучение свойств веществ, из которых состоят все тела, а также описание процессов перехода веществ из одного состояния в другое.

Известно, что все вещества состоят из огромного количества беспорядочно движущихся мельчайших частиц -молекул и атомов, поэтому свойства тел определяются свойствами их молекул и атомов, а также характером движения этих частиц в совокупности. *Молекулярная физика рассматривает свойства тел как суммарный результат движения и взаимодействия огромного количества молекул, из которых состоят эти тела*. При этом не рассматриваются движение и свойства отдельных молекул, а только всех вместе, поэтому молекулярную физику еще называют *статической физикой, т. е. физикой, изучающей свойства очень большого числа отдельных объектов (молекул) в совокупности.*

Термодинамика рассматривает процессы перехода тепловой энергии от одних тел к другим или от одной части тела к другой.

Эти процессы тоже обусловлены свойствами и движением молекул тел, поэтому молекулярная физика и термодинамика по существу составляют одну науку, у них одинаковый объект изучения и пользуются они практически одними и теми же параметрами (давлением, объемом, температурой). Поэтому деление науки о строении и свойствах веществ на молекулярную физику и термодинамику в некоторой степени условно.

60. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ И ИХ ОПЫТНЫЕ ОБОСНОВАНИЯ

Молекулярно-кинетической теорией называют учение о том, что все вещества состоят из молекул, которые находятся в вечном хаотическом движении.

О том, что все вещества состоят из мельчайших частиц – молекул – догадывались еще ученые Древней Греции, однако в то время их гениальные догадки не были подтверждены никакими опытными данными. В средние века церковь жестоко преследовала сторонников теории молекулярного строения вещества – в те времена все тела считались непрерывными. Возрождение идей древних греков произошло в XVII веке. В России основоположником молекулярно-кинетической теории явился гениальный русский ученый М. В. Ломоносов. Высказанные им основные положения этой теории не претерпели существенных изменений и до наших дней.

Основные положения молекулярно кинетической теории строения вещества:

1) Все вещества дискретны, они состоят из молекул и атомов.

Молекула – это мельчайшая электрически нейтральная частица вещества, сохраняющая его химические свойства. При делении молекулы на атомы данное вещество может превратиться в другие вещества, например, при делении молекулы воды можно получить водород и кислород. Молекулы состоят из атомов. *Атом – это мельчайшая частица данного химического элемента.*

2) Молекулы и атомы всех веществ находятся в вечном хаотическом движении.

3) Между молекулами всех веществ всегда действуют силы притяжения и отталкивания, имеющие электромагнитное происхождение.

Движение молекул и атомов является следствием вечности и непрекращаемости движения материи. Опытным подтверждением этого положения является *броуновское движение*. В 1827 г. английский ботаник Броун наблюдал под микроскопом движение спор растений в капле жидкости. Траектория движения каждой частицы имела вид ломаной линии с многочисленными беспорядочно ориентированными звеньями (рис. 60-1).

Во второй половине XIX века было доказано, что причиной этого движения явились беспорядочные удары молекул о споры растений.


Рис. 60-1

Броуновское движение – это движение мельчайших частиц твердого вещества под ударами молекул идкости, в кото рой эти частицы находятся.

Чем крупнее частица, тем меньше разница между ударами молекул жидкости о нее с разных сторон, тем меньшее ускорение она получает под действием этих ударов и тем меньше заметно ее броуновское движение. Поэтому броуновское движение крупных частиц мы не наблюдаем.

Вечное, непрекращающееся движение молекул свидетельствует о том, что между молекулами всех веществ всегда имеется пространство, иначе они бы не могли двигаться. Опытным доказательством наличия такого пространства является диффузия веществ.

Диффузия веществ – это явление проникновения молекул одного вещества между молекулами другого вещества при соприкосновении этих веществ.

Диффундируют с разной скоростью все вещества в любых агрегатных состояниях: твердые, жидкие и газообразные. Диффузия твердых веществ была подтверждена следующим опытом: две гладко отполированные металлические пластинки тесно сдавили и оставили в таком положении на 20 лет. Через 20 лет они срослись.

Диффузия жидкостей протекает значительно быстрее, чем твердых тел, так как межмолекулярные промежутки у жидкостей больше, чем у твердых тел, и движутся молекулы жидкостей быстрее молекул твердых тел. Диффузию жидкостей можно подтвердить на следующем опыте. Если в водный раствор концентрированного медного купороса осторожно долить воды, плотность которой существенно меньше, чем плотность медного купороса, то более легкая вода расположится сверху, не смешиваясь вначале с медным купоросом, и между бесцветной водой и синим медным купоросом будет отчетливо видна граница, разделяющая их. Если сосуд с этими жидкостями оставить, не встряхивая и не перемешивая их, на три дня, то по прошествии этого времени граница исчезнет. Это произойдет из-за того, что тяжелые молекулы медного купороса вследствие диффузии поднимутся вверх, двигаясь между молекулами воды, а более легкие-молекулы воды, соответственно, проникнут между молекулами медного купороса, опустившись вниз, в результате чего весь раствор окажется равномерно окрашенным в голубой цвет.

Диффузия газов протекает быстрее, чем жидкостей, из-за огромных сравнительно с размерами молекул промежутков между молекулами газов и значительно большей скорости молекул газов по сравнению со скоростями молекул жидкостей. Если открытый пузырек с эфиром внести в помещение, то запах эфира очень быстро распространится по нему и будет ощущаться в любом уголке этого помещения.

Таким образом, *скорость диффузии зависит от агрегатного состоямия веществ, от самих веществ и также от их температуры*. Чем выше температура, тем быстрее движутся молекулы веществ и тем больше межмолекулярные расстояния, следовательно, тем легче и быстрее молекулы будут проникать в межмолекулярные пространства и тем быстрее будет протекать диффузия веществ.

Броуновское движение и диффузия являются наиболее убедительными доказательствами молекулярно-кинети-ческой теории (МКТ) строения вещества.

В 1905 г. Эйнштейн разработал теорию броуновского движения. Он показал, что расстояние S, которое пробегает броуновская частица от удара до удара, прямо пропорционально корню квадратному из времени ее движения t. Эйштейн вывел формулу:

$$S = \sqrt{\frac{bT}{N_A}t},$$

где b – постоянная, зависящая от размеров и формы частицы, T – абсолютная температура среды, N_A – число Авогадро.

В начале 20-го столетия французский физик Ж. Перрен измерил средние расстояния, пробегаемые броуновскими частицами между двумя последовательными соударениями, и обнаружил, что теория Эйнштейна верна: они оказались прямо пропорциональны корню квадратному из времени, за которое частицы пробегали это расстояние.

61. ДВИЖЕНИЕ МОЛЕКУЛ ГАЗОВ, ЖИДКОСТЕЙ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ. ХАРАКТЕРНЫЕ СКОРОСТИ МОЛЕКУЛ. ОПЫТ ШТЕРНА

Молекулы газов движутся с большими скоростями прямолинейно до столкновения. При комнатной температуре скорость молекул воздуха достигает нескольких сотен метров в секунду. *Расстояние, которое в среднем пробегают молекулы от одного столкновения до другого, называют средней длиной свободного пробега молекул.*

У молекул воздуха при комнатной температуре средняя длина свободного пробега очень мала, порядка 10^7 м. Это объясняется наличием огромного количества молекул в каждой единице объема воздуха. Так, *в 1 см^3 воздуха при 0°C и нормальном атмосферном давлении содержится* $2{,}7\cdot10^{19}$ *молекул. Это число называется числом Лошмидта.*

Вследствие хаотичности движения молекулы обладают самыми разными скоростями. Но при данной температуре можно определить скорость, близкой к которой обладает наибольшее число молекул.

Скорость $\upsilon_в$, близкой к которой обладает наибольшее число молекул, называется наиболее вероятной скоростью.

Лишь очень малое количество молекул обладает скоростью, близкой к нулю, или близкой к бесконечно большой величине, во много раз превосходящей наиболее вероятную скорость. И, конечно, отсутствуют молекулы, скорость которых равна нулю или бесконечно велика. Зато большинство ΔN молекул из всех их числа N обладает скоростью, близкой к наиболее вероятной.

Отношение $\dfrac{\Delta N}{N}$ представляет собой *относительное количество молекул, обладающих теми скоростями, заключенными в интервале скоростей* $\Delta\upsilon$. Английский физик Максвелл записал уравнение, позволяющее определить, как зависит относительное число молекул $\dfrac{\Delta N}{N}$ со скоростями, заключенными в некоторый интервал скоростей $\Delta\upsilon$, от скорости молекул. Графически эта зависимость изображена на рис. 61-1.

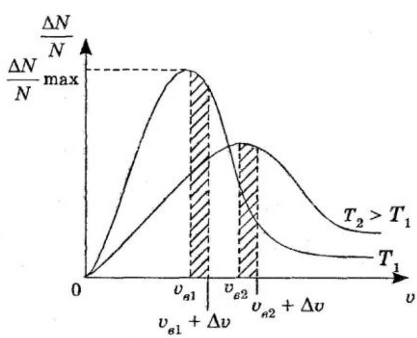


Рис. 61-1

По вертикальной оси здесь отложено относительное количество молекул $\dfrac{\Delta N}{N}$, скорости которых заключены в интервал $\Delta\upsilon$, а по горизонтальной – любые скорости молекул υ от 0 до бесконечно больших величин. Мы видим, что максимальное число молекул обладает скоростями, соответствующими наиболее вероятной скорости $\upsilon_в$. График выходит из нуля – это означает, что неподвижных молекул нет. При увеличении скорости υ кривая графика быстро ниспадает, стремясь к нулю при стремлении скорости молекул к бесконечно большим числам. Это свидетельствует о том, что с увеличением скорости количество молекул, обладающих ею, убывает, стремясь к нулю при стремлении скорости к бесконечности.

С увеличением температуры скорости молекул увеличиваются. Но количество молекул, обладающих скоростью, близкой к наиболее вероятной, уменьшается, так как возрастает разброс в скоростях, возрастает количество молекул, скорости которых существенно отличаются от наиболее вероятной.

Число молекул, движущихся с большими скоростями, возрастает, а с меньшими, – уменьшается. Поэтому при повышении температуры максимум кривой распределения молекул по скоростям, получившей название распределения Максвелла, смещается вправо и кривая становится более пологой.

Формулы наиболее вероятной скорости:

$$\boxed{\upsilon_в = \sqrt{\frac{2RT}{M}}} \quad \text{или} \quad \boxed{\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m_M}}}$$

Здесь $R = 8{,}31\ Дж/(моль \cdot К)$ – молярная газовая постоянная, T – абсолютная температура, M – молярная масса вещества, k – постоянная Больцмана, m_M – масса одной молекулы.

Из-за огромного количества молекул в любом объеме газа их направления движения вдоль любой оси координат равновероятны, если газ находится в состоянии равновесия, т. е. в нем нет потоков. Это значит, что любому направленному движению одной молекулы соответствует антинаправленное движение другой молекулы с такой же скоростью, т. е. если одна молекула движется, например, вперед, то обязательно найдется другая молекула, которая движется с такой же скоростью назад. Поэтому быстроту движения молекул с учетом их направления нельзя охарактеризовать средней скоростью всех молекул, она всегда будет равна нулю, ведь «положительная» скорость, сонаправленная с одной из осей координат будет складываться с «отрицательной» скоростью, антинаправленной этой оси. Если же значения скоростей всех молекул возвести в квадрат, то все минусы исчезнут. Если затем сложить квадраты скоростей всех молекул, а затем разделить на число молекул N, т. е. определить среднюю величину квадратов скоростей всех молекул, а затем извлечь квадратный корень из этой величины, то он уже не будет равен нулю и им можно будет охарактеризовать быстроту движения молекул.

Корень квадратный из среднего значения квадратов скоростей всех молекул называется их средней квадратичной скоростью $\bar{\upsilon}_{кв}$:

$$\bar{\upsilon}_{кв} = \sqrt{\frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \upsilon_3^2 + \ldots + \upsilon_T^2}{N}}.$$

Здесь υ_1, υ_2, υ_3, …, υ_N – модули скоростей отдельных молекул, N – их число. Горизонтальная черточка над буквой здесь и далее есть знак средней величины. Формула средней квадратичной скорости:

$$\boxed{\bar{\upsilon}_{кв} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}} \quad \text{или} \quad \boxed{\bar{\upsilon}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m_M}}}$$

Кроме того, быстроту движения молекул характеризуют *средней арифметической скоростью* $\bar{\upsilon}_{ар}$ – *средним значением модулей скоростей всех молекул*:

$$\bar{\upsilon}_{ар} = \frac{|\upsilon_1| + |\upsilon_2| + |\upsilon_3| + \ldots + |\upsilon_N|}{N}.$$

Здесь $|\upsilon_1|$, $|\upsilon_2|$, $|\upsilon_3|, \ldots, |\upsilon_N|$ – модули скоростей отдельных молекул.

Формула средней арифметической скорости молекул:

$$\boxed{\bar{\upsilon}_{ар} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}} \quad \text{или} \quad \boxed{\bar{\upsilon}_{ар} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_M}}}$$

Скорости $\upsilon_в$, $\bar{\upsilon}_{кв}$ и $\bar{\upsilon}_{ар}$ получили название *характерных скоростей молекул*. Они входят в разные уравнения молекулярной физики.

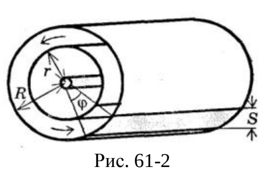


Рис. 61-2

Первое экспериментальное определение скорости молекул было сделано в 1920 г. немецким физиком О. Штерном. Его прибор состоял из двух коаксиальных цилиндров (т. е. имеющих общую ось), по оси которых была натянута платиновая нить, покрытая серебром (рис. 60-2).

При нагревании нити электрическим током с ее поверхности испарялись атомы серебра. Покинув нить, они двигались в радиальном направлении к цилиндрам. Внутренний цилиндр имел узкую продольную щель, через которую атомы серебра проникали и оседали на поверхности внешнего цилиндра, образуя след в виде узкой полосы. Воздух из цилиндров был откачан. Когда оба цилиндра приводили во вращение, след, оставляемый атомами серебра на внешнем цилиндре, смещался на некоторое расстояние S, так как внешний цилиндр успевал повернуться на некоторый угол $\Delta\varphi = \omega t$ за время пролета t атомов от щели до внешнего цилиндра. Из-за малости этого угла можно считать, что

$$S = \varphi R = \omega t R,$$

где ω – угловая скорость цилиндров, R – радиус внешнего цилиндра, r – радиус внутреннего цилиндра. Время t равно:

$$t = \frac{R-r}{\upsilon},$$

где υ – скорость атомов серебра.

Тогда $S = \frac{\omega}{\upsilon}(R-r)R$, откуда $\upsilon = \frac{\omega R}{S}(R-r)$.

Зная угловую скорость вращения цилиндров, их радиусы и расстояние S, Штерн определил скорость теплового движения атомов серебра. Она оказалась порядка сотен метров в секунду, т. е. очень большой. Правда, такую скорость молекула имеет лишь на прямолинейных участках своей траектории, которые очень невелики, порядка 10^{-7} м, так как из-за очень частых столкновений траектория молекулы представляет собой сложную ломаную линию.

Полоска серебра в опыте Штерна была не только смещена, но и размыта и имела разную толщину, потому что количество оседающих на внешний цилиндр атомов зависело от их скорости. Там, где оседали атомы серебра со скоростью, близкой к наиболее вероятной, полоска была толще, а там, где оседали атомы со скоростями, далекими от наиболее вероятной скорости – тоньше. Распределение толщины полоски в зависимости от скорости атомов серебра полностью соответствовало кривой распределения молекул по скоростям Максвелла (рис. 61-1).

Опыт Штерна и подобные этому опыты, проведенные позже, способствовали превращению гипотезы о молекулярном строении вещества в современную молекулярно-кинетическую теорию.

62. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЛЕКУЛ

Молекулы газов движутся с большими скоростями прямолинейно до столкновения. При комнатной температуре скорость молекул воздуха достигает нескольких сотен метров в секунду.

Столкнувшись, молекулы газов отскакивают друг от друга подобно бильярдным шарам. Силы взаимодействия молекул газов на расстоянии чрезвычайно малы и заметно проявляются лишь на небольших расстояниях или при столкновении, поэтому газы не сохраняют ни объема, ни формы сосуда, который занимали.

Молекулы жидкостей расположены значительно ближе друг к другу, чем молекулы газов, и силы их взаимодействия тоже значительно больше. Из-за небольших межмолекулярных расстояний и большого взаимодействия друг с другом молекулы жидкостей могут лишь колебаться около некоторого положения равновесия, время от времени меняясь местами с соседними молекулами, вследствие чего жидкости обладают текучестью. Жидкости не сохраняют формы сосуда, в который ранее были налиты, но сохраняют свой объем.

Молекулы твердых тел расположены еще ближе и их взаимодействие еще сильнее, чем у молекул газов. Они также, как и молекулы жидкостей, колеблются около положения равновесия, но со значительно меньшими скоростями и амплитудами. Молекулы твердых тел очень редко меняются местами друг с другом, поэтому твердые тела не обладают текучестью и сохраняют и объем и форму.

Для описания свойств тел, т. е. свойств макроскопических систем, состоящих из очень большого числа микроскопически малых частиц – молекул, совсем не обязательно знать характер движения каждой молекулы в отдельности, достаточно иметь представление об их совокупном движении. Совокупное движение огромного числа частиц описывается законами статистической физики, которые имеют вероятностный характер.

Как было сказано ранее, между молекулами действуют силы притяжения и отталкивания, имеющие электромагнитное происхождение. Это связано с тем, что в атомах веществ, из которых состоят молекулы, имеются заряды обоих знаков, которые по-разному взаимодействуют друг с другом.

Одноименно заряженные частицы атомов отталкиваются друг от друга и одновременно разноименно заряженные частицы притягиваются друг к другу. Однако это взаимодействие всегда убывает с увеличением расстояния между молекулами и возрастает с его уменьшением.

Рассмотрим график зависимости сил притяжения $F_{прит}$ и отталкивания $F_{отт}$ двух молекул от расстояния r между ними (рис. 62-1).

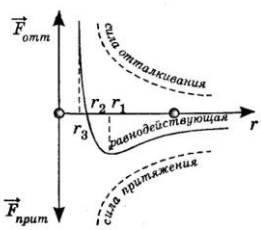


Рис. 62-1

Поместим одну молекулу в начало координат – точку O, а другую будем приближать к первой вдоль оси Or, уменьшая расстояние r между ними. Расчеты показывают, что сила притяжения обратно пропорциональна 7-й степени расстояния r, а сила отталкивания – 14-й степени этого расстояния, поэтому на больших расстояниях между молекулами преобладают силы притяжения, а на меньших – силы отталкивания.

С уменьшением расстояния r возрастают обе силы, как притяжения, так и отталкивания (см. штриховые линии на рис. 62-1). Однако на разных расстояниях скорость их увеличения различна.

Вначале, когда расстояние r между молекулами велико, т. е. во много раз больше их размеров, сила притяжения с уменьшением расстояния r растет быстрее силы отталкивания, поэтому равнодействующая этих сил, изображенная на рисунке сплошной кривой, растет вначале в сторону силы притяжения и достигает максимума на расстоянии r_1 между молекулами. На этом расстоянии ускорение, с которым молекулы устремляются друг к другу, максимально.

При дальнейшем сближении молекул равнодействующая их сил притяжения и отталкивания быстро убывает и обращается в нуль на расстоянии r_2, примерно равном двум – трем диаметрам молекул. На этом расстоянии сила отталкивания равна силе притяжения.

Если молекулы сближать дальше, сила отталкивания возрастает значительно быстрее силы притяжения, поэтому равнодействующая этих сил растет теперь в сторону силы отталкивания, стремясь к бесконечности при стремлении расстояния г между молекулами к нулю.

Минимальное расстояние r_3, на которое могут сблизиться молекулы, называется их эффективным диаметром.

Если вверх от оси Or отложить потенциальную энергию взаимодействия молекул, точнее, их отталкивания, а вниз – кинетическую энергию их сближения, то график изменения кинетической и потенциальной энергий взаимодействия двух молекул будет подобен графику, изображенному на рис. 62-1. На расстоянии r_2 энергия межмолекулярного взаимодействия равна максимальной кинетической энергии притяжения молекул, а на расстояниях, меньших эффективного диаметра r_3, максимальна потенциальная энергия их отталкивания. На расстояниях r, превосходящих $2r_2$, энергия взаимодействия молекул практически равна нулю, что соответствует газообразному состоянию вещества.

63. МАССА И РАЗМЕРЫ МОЛЕКУЛ. МОЛЬ. ЧИСЛО АВОГАДРО. КОНЦЕНТРАЦИЯ МОЛЕКУЛ И РАСЧЕТ ИХ ЧИСЛА

Массы атомов и молекул чрезвычайно малы, поэтому при решении задач молекулярной физики вместо самих масс молекул и атомов используют по предложению Д. Дальтона их относительные величины, сравнивая массу молекулы или атома с $\frac{1}{12}$ частью массы атома углерода.

Относительная молекулярная масса M_r – это отношение массы молекулы к $\frac{1}{12}$ части массы атома углерода.

$$\boxed{M_r = \frac{m_M}{\frac{1}{12} m_{ат.C}}}$$

Здесь m_M – масса молекулы вещества, $m_{ат.C}$ – масса атома углерода.

Определение относительной атомной массы: *относительная атомная масса – это отношение массы атома к* $\frac{1}{12}$ *части массы атома углерода*.

Относительные молекулярная и атомная массы – величины безразмерные.

Из-за малости масс молекул и атомов их массы часто измеряют не в единицах СИ – килограммах, а в *атомных единицах массы* (сокр. а.е.м.) – массы $\frac{1}{12}$ части атома углерода m_C:

$$1 а.е.м. = \frac{1}{12} m_C = 1,66 \cdot 10^{-27} кг .$$

Количество вещества, в котором содержится столько же молекул или атомов, сколько их содержится в 12 г углерода, называется молем.

Молярная масса M равна отношению массы вещества m к количеству молей ν в нем,

$$\boxed{M = \frac{m}{\nu}}$$

Физический смысл молярной массы: *молярная масса это масса одного моля*. Молярная масса – скалярная величина.

Единица молярной массы в СИ – *килограмм на моль* (кг/моль).

Единица числа молей в СИ – моль.

Объем одного моля $V_{моля}$ можно найти, разделив молярную массу вещества M на его плотность ρ:

$$\boxed{V_{моля} = \frac{M}{\rho}}$$

Итальянский физик и химик Авогадро определил количество молекул в одном моле вещества. Это количество назвали числом Авогадро N_A:

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

Физический смысл числа Авогадро: *число Авогадро показывает, что в одном моле любого вещества содержится* $6{,}02 \cdot 10^{23}$ *молекул*.

Авогадро установил закон, получивший название закона Авогадро.

Закон Авогадро: в равных объемах различных газов при одинаковых условиях всегда содержится одинаковое число молекул.

Оценим порядок массы молекулы m_M. Для ее определения можно массу одного моля какого-нибудь вещества, т. е. его молярную массу M, разделить на число молекул в одном моле, т. е. на число Авогадро N_A,

$$m_M \frac{M}{N_A} .$$

Как следует из таблицы Менделеева молярная масса двухатомной молекулы кислорода равна $32 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Тогда

$$m_{M\,O_2} = \frac{32 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} кг = 5,3 \cdot 10^{-26} кг .$$

Таким образом, молекулы имеют массу порядка 10^{-26} кг.

Массу одной молекулы m_M можно определить и другими способами, например, разделив всю массу вещества m на число молекул N в нем:

$$\boxed{m_M = \frac{m}{N}}$$

Кроме того, массу одной молекулы m_M можно определить, разделив плотность вещества ρ, т. е. массу единицы объема этого вещества, на концентрацию его молекул n, т. е. на их число в единице объема:

$$\boxed{m_M = \frac{\rho}{n}}$$

Для оценки объема молекулы можно объем одного моля твердого или жидкого вещества разделить на число молекул в одном моле, т. е. на число Авогадро. Например, один моль воды занимает объем $18\,см^3 = 18\cdot 10^{-6}\,м^3$. Тогда объем одной молекулы воды V_{H_2O} примерно равен

$$V_{H_2O} = \frac{18\cdot 10^{-6}}{6{,}02\cdot 10^{23}}\,м^3 = 30\cdot 10^{-30}\,м^3,$$

а ее диаметр D, считая форму молекулы шаровой, примерно равен корню кубическому из объема молекулы,

$$D = \sqrt[3]{V_{H_2O}} = 3\cdot 10^{-10}\,м = 3\text{Å}.$$

Здесь Å – ангстрем – внесистемная единица длины, часто используемая в молекулярной и атомной физике.

$$1\text{Å} = 10^{-10}\,м.$$

Таким образом, порядок диаметра молекул 10^{-10} м.

Порядок диаметра молекул можно определить опытным путем. Капнем из пипетки 0,5% раствор Олеиновой кислоты в спирте на воду. После того, как спирт испарится, на поверхности воды образуется круглое пятно олеиновой кислоты диаметром примерно $D = 20\,см = 0{,}2\,м$. Слой олеиновой кислоты на воде примерно мономолекулярный, т. е. в его толщине всего несколько молекул. Объем капли определить нетрудно, он примерно равен 2 $мм^3$, значит, объем V собственно олеиновой кислоты в ней равен (0,5% = 0,005): $V = 0{,}005\cdot 2\,мм^3 = 0{,}1\,мм^3 = 0{,}01\cdot 10^{-9}\,м^3 = 1\cdot 10^{-11}\,м^3$.

Если теперь разделить объем олеиновой кислоты V на площадь пятна на воде $S = \dfrac{\pi D^2}{4}$, то мы определим толщину слоя олеиновой кислоты или порядок диаметра ее молекул d:

$$d = \frac{V}{S} = \frac{4V}{\pi D^2},\quad d = \frac{4\cdot 1\cdot 10^{-11}}{3{,}14\cdot (0{,}2)^2}\,м \approx 3\cdot 10^{-10}\,м.$$

Зная диаметр молекулы d, можно определить приблизительно и массу молекулы олеиновой кислоты m_M, если умножить плотность олеиновой кислоты $\rho = 0{,}9\cdot 10^3\,кг/м^3$ на объем молекулы $V_M\ \dfrac{\pi d^3}{6} \approx d^3$:

$$m_M = \rho V_0 = \rho d^3,$$

$$m_M = 0{,}9\cdot 10^3\cdot \left(3\cdot 10^{-10}\right)^3 кг \approx 2{,}4\cdot 10^{-26}\,кг.$$

При решении задач молекулярной физики иногда приходится определять число молекул N в некотором сосуде. Число молекул N можно найти разными способами. Рассмотрим три таких способа:

1) число молекул N в данной массе вещества или в данном объеме равно произведению числа молекул в одном моле, т. е. числа Авогадро N_A на число молей ν в веществе:

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

2) число молекул N равно отношению массы вещества m к массе одной молекулы m_M:

$$\boxed{N = \frac{m}{m_M}}$$

3) число молекул N равно произведению числа молекул в единице объема вещества, т. е. их концентрации n, на объем вещества V:

$$\boxed{N = nV}$$

Все формулы, приведенные в этом пункте, находят широкое применение при решении задач молекулярной физики.

64. ТЕМПЕРАТУРА И ЕЕ ИЗМЕРЕНИЕ. АБСОЛЮТНЫЙ НУЛЬ. АБСОЛЮТНАЯ ШКАЛА ТЕМПЕРАТУР. СВЯЗЬ ШКАЛ ЦЕЛЬСИЯ И КЕЛЬВИНА. ТЕРМОМЕТР

Чем быстрее движутся молекулы тела, тем сильнее ощущение тепла при соприкосновении с ним. Большая скорость движения молекул соответствует их большей кинетической энергии. Следовательно, по величине температуры можно судить о кинетической энергии молекул.

Физический смысл температуры: *температура – это мера средней кинетической энергии теплового движения молекул.*

Температура – скалярная величина.

В международной системе единиц СИ за единицу температуры принят *кельвин* (К). Это одна из основных единиц СИ.

Один кельвин – это цена деления температурной шкалы, в которой за начало отсчета принят абсолютный нуль или 0 К.

Физический смысл абсолютного нуля: *абсолютный нуль – это температура, при которой прекращается тепловое движение молекул.*

При абсолютном нуле молекулы не движутся поступательно, однако сохраняется их колебательное и вращательное движение. Но молекулярно-кинетическая теория утверждает, что тепловое движение молекул вечно и неуничтожимо. Следовательно, абсолютный нуль температур при наличии молекул вещества недостижим. Он возможен только там, где молекул нет, например, в космосе на большом удалении от звезд и планет.

Абсолютный нуль это нижний температурный предел. Верхнего температурного предела не существует.

Английский ученый Кельвин предложил температурную шкалу, на которой за начало отсчета принят абсолютный нуль. Эта шкала была названа *абсолютной шкалой температур*, или *шкалой Кельвина*, а температура, измеренная по этой шкале, получила название абсолютной температуры и обозначается буквой Т. Шкала Кельвина не имеет отрицательных температур, потому что температуры ниже 0 К не существует, она не имеет физического смысла.

В быту для измерения температуры мы пользуемся другой температурной шкалой – шкалой Цельсия, на которой за начало отсчета принята температура 0°С, при которой тает лед. При этой температуре происходит смена времен года, поэтому она имеет важное значение в жизни людей. Температуру, измеренную по шкале Цельсия, мы будем обозначать t °С.

Шкала Цельсия имеет как положительные, так и отрицательные значения температуры.

Между шкалами Цельсия и Кельвина существует следующая связь:

$$\boxed{T\,K = t\,°C + 273} \qquad (64.1)$$

Из соотношения (64.1) следует, что

$$0\,K = -273°C\,, \quad \text{а} \quad 0°C = 273\,K\,.$$

Для большей наглядности на рис. 64-1 изображены рядом шкалы Кельвина и Цельсия.

Цена деления на шкале Кельвина такая же, как и цена деления на шкале Цельсия.

Пусть тело нагрели от температуры T_1, до температуры T_2. Тогда изменение его температуры ΔT равно

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \left(t_2° + 273\right) - \left(t_1° + 273\right) = t_2° - t_1° = \Delta t°\,.$$

Следовательно, $\boxed{\Delta T = \Delta t°}$

Таким образом, *изменение температуры по шкале Кельвина равно изменению температуры по шкале Цельсия*. Значит, если в условии задачи сказано, что тело нагрели на 10 К, то это все равно, что его нагрели на 10°С, и для перевода из шкалы Цельсия в шкалу Кельвина не надо прибавлять к температуре 10° еще 273°. А если сказано, что температура была равна 10°С, то, чтобы перевести ее в СИ, надо прибавить к 10°С еще 273°, т, е.

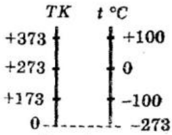


Рис. 64-1

$$10°C = 10° + 273° = 283\,K.$$

При соприкосновении горячего тела с холодным происходит передача тепловой энергии от тела, температура которого выше, к телу, температура которого ниже. Этот процесс называется *теплопередачей*. Если эти тела составляют изолированную систему, то в конце теплопередачи, как показывает опыт, горячее тело остынет, а холодное нагреется, и их температуры станут одинаковыми. Оба тела окажутся в термодинамическом, т. е. тепловом, равновесии друг с другом.

На явлении термодинамического равновесия основано действие *термометров*.

Термометр – это прибор для измерения температуры, посредством его контакта с исследуемым телом.

Действие термометра основано на зависимости от температуры различных физических явлений: теплового расширения, появления термоэлектродвижущей силы, изменения электрических и магнитных свойств сред с изменением температуры и др.

Рассмотрим устройство и принцип действия наиболее распространенного жидкостного (ртутного или спиртового) термометра, изображенного на рис. 64-2.


Рис. 64-2

Он состоит из запаянного стеклянного капилляра, имеющего в нижней части резервуар для жидкости. Из капилляра откачан воздух. При повышении температуры жидкость расширяется и поднимается по капилляру, к которому прикреплена шкала, проградуированная в единицах температуры. Капилляр со шкалой помещают в стеклянный футляр.

У ртутных медицинских термометров в нижней части капилляра имеется сужение, не позволяющее ртути опускаться сразу после прекращения измерения температуры. Чтобы ее вернуть в исходное состояние, термометр нужно встряхнуть. В момент остановки термометра сразу после встряхивания ртуть как более массивное тело продолжает опускаться по капилляру по инерции.

Для измерения сверхвысоких и сверхнизких температур применяют *термопару* – прибор, состоящий из двух спаянных металлических проводников из различных металлов, замкнутых на гальванометр. При помещении спая в нагретое место в нем возникает разность потенциалов, пропорциональная измеряемой температуре. Такие термометры имеют очень высокую точность измерений, порядка сотых долей кельвина, а интервал измеряемых ими температур достигает десятков тысяч кельвин.

Ртутные термометры позволяют измерять температуры от –35 до 750°C. Работающие по тому же принципу спиртовые термометры измеряют температуру от -80°C (ниже спирт замерзает) до 70°C (выше он превращается в пар).

Недостатки жидкостных термометров состоят в том, что при нагревании различные жидкости расширяются по-разному, из-за чего при одинаковой температуре их показания различаются. Так, у спиртовых и ртутных термометров показания совпадают в интервале температур от 0°C до 100°C, а при измерении иных температур – различаются. Кроме того, ртуть – вещество ядовитое, а стеклянные ртутные термометры часто разбиваются и испаряющая ртуть вредно влияет на здоровье людей.

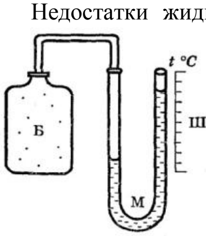


Рис. 64-3

На расширении газа при нагревании основано действие газового термометра. Баллон Б с водородом или гелием соединяют посредством тонкой трубки с манометром М (рис. 64-3). При изменении температуры меняется давление газа в баллоне и соответственно меняются уровни жидкости в манометре. Каждому положению уровня в свободном колене манометра соответствует определенная температура на прикрепленной к нему шкале Ш.

Газовые термометры лишены недостатков жидкостных, поскольку при одинаковом нагревании разные газы расширяются одинаково. Но они некомпактны и в быту применяются редко.

В настоящее время получили распространение очень удобные и компактные термометры, действие которых основано на изменении напряжения при нагревании в контактном слое двух полупроводников. Электронная схема такого термометра измеряет это напряжение и цифровой индикатор сразу высвечивает температуру. Термометр заключен в удобный пластмассовый корпус с металлической головкой, – ею прикасаются к телу, температуру которого измеряют.

65. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ГАЗА. ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Современной науке известны четыре агрегатных состояния вещества: жидкое, твердое и газообразное, а также плазма. Наиболее простым для изучения свойств вещества является его газообразное состояние, поэтому молекулярно-кинетическая теория была создана прежде всего применительно к газам.

Состояние газа описывают посредством определенных величин, которые называются параметрами состояния. Различают микропараметры (микроскопические параметры) и макропараметры (макроскопические параметры) состояния. К микроскопическим параметрам относятся характеристики самих молекул газа: их масса, размеры, скорость, импульс, энергия. Параметры состояния газа в целом как физического тела называются макропараметрами.

Макропараметрами состояния газа являются давление газа p, *его объем* V *и абсолютная температура* T .

Давлением газа называют суммарную силу ударов молекул газа о единицу площади поверхности сосуда, в котором газ находится.

Определить давление газа р можно, разделив силу давления газа $P_{давл}$ на площадь S стенки сосуда, содержащего газ:

$$\boxed{p = \frac{F_{давл}}{S}} \tag{65.1}$$

Если в сосуде содержится несколько газов, то каждый газ занимается объем, равный объему сосуда, и все газы имеют одинаковую температуру. При этом *давление каждого газа в отдельности называется его парциальным давлением*.

Закон Дальтона: *давление смеси газов равно сумме их парциальных давлений*:

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

Здесь p – давление смеси N газов, p_1, p_2, p_3, …, p_N – их парциальные давления.

В п. 63 показано, сколь малы размеры молекул, поэтому применительно к газам, у которых расстояние между молекулами во много раз превышает их размеры, иногда можно пренебречь размерами молекул и считать их материальными точками. Если при этом пренебречь взаимодействием молекул на расстоянии, а учитывать только взаимодействия их при непосредственном столкновении молекул, подобные упругим ударам шаров, то мы получим абстрактный газ, который назвали идеальным.

Идеальный газ – это газ, молекулы которого представляют собой материальные точки, а их взаимодействие носит характер абсолютно упругого удара.

Подчеркнем еще раз: *считая газ идеальным, мы пренебрегаем размерами молекул и их взаимодействием на расстоянии*. Газом, свойства которого близки к свойствам идеального газа, является газ, находящийся под низким давлением и при высокой температуре. Воздух при нормальных условиях (10^5 Па и 0°С) можно приближенно считать идеальным газом. Чем больше расстояния между молекулами по сравнению с их размерами и чем выше температура, тем ближе реальный газ к идеальному.

При высоких давлениях свойства реального газа отличаются от свойств идеального. Например, при давлении больше атмосферного в 5000 раз молекулы воздуха располагаются на расстояниях, примерно равных диаметрам самих молекул, и их при этом уже нельзя принимать за материальные точки, поэтому такой газ нельзя рассматривать как идеальный и применять к нему уравнения и законы идеального газа.

Установим связь между микро- и макропараметрами состояния идеального газа.

Пусть в некотором сосуде кубической формы имеется N молекул идеального газа (рис. 65-1).

При этом молекулы газа движутся со средней квадратичной скоростью $\bar{\upsilon}_{кв}$ хаотически, т. е. так, что никакому направлению их движения нельзя отдать предпочтения.

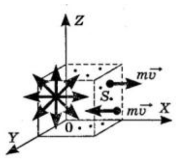


Рис. 65-1

Вычислим давление, оказываемое газом на стенку сосуда площадью S. Будем считать, что, поскольку все направления движения молекул равновероятны, а всего их в сосуде N, то вдоль каждой оси координат движется $\frac{1}{3}$ часть всех молекул, т.е. $\frac{1}{3}N$ (ведь осей координат три). Тогда в направлении оси OX к стенке S движется половина одной третьей части всех молекул, т.е. $\frac{1}{6}N$ молекул, которые, ударившись абсолютно упруго о стенку, отскакивают от нее без потери скорости.

Изменение импульса каждой молекулы при ударе о стенку и отскоке будет равно разности импульса после удара $-m_M\bar{\upsilon}_{кв}$ и импульса до удара $m_M\bar{\upsilon}_{кв}$,

$$-m_M\bar{\upsilon}_{кв}-\left(m_M\bar{\upsilon}_{кв}\right)=-2m_M\bar{\upsilon}_{кв}.$$

При этом сама стенка S согласно третьему закону Ньютона получит после удара импульс, равный по величине и противоположный по знаку импульсу молекулы, т. е. импульс стенки после удара о нее одной молекулы будет равен $2m_M\bar{\upsilon}_{кв}$. Если же о стенку ударятся все $\frac{1}{6}N$ молекул, движущихся к ней в направлении оси *OX*, то она получит импульс $\frac{2}{6}m_M\bar{\upsilon}_{кв}N=\frac{1}{3}m_M\bar{\upsilon}_{кв}N$.

Число молекул N можно представить как произведение их концентрации п и объема сосуда *V*:

$$N=nV=nlS,$$

где $l=\bar{\upsilon}_{кв}\Delta t$ – расстояние, пройденное молекулой за время Δt. Тогда

$$N=n\bar{\upsilon}_{кв}\Delta S.$$

Согласно основному уравнению динамики изменение импульса стенки равно импульсу силы давления $F\Delta t$, подействовавшей на стенку при ударе молекул:

$$F\Delta t=\frac{1}{3}m_M\bar{\upsilon}_{кв}N=\frac{1}{3}m_M\bar{\upsilon}_{кв}^2n\Delta tS$$

или

$$F=\frac{1}{3}m_M\bar{\upsilon}_{кв}^2nS.$$

По определению давления:

$$p=\frac{F}{S}$$

или

$$\boxed{p=\frac{1}{3}m_M\bar{\upsilon}_{кв}^2n} \qquad (65.2)$$

Уравнение (65.2) называется основным уравнением кинетической теории идеального газа или уравнением Клаузиуса. Оно устанавливает зависимость давления идеального газа от массы его молекул, концентрации и их средней квадратичной скорости.

Установим связь давления идеального газа со средней кинетической энергией поступательного движения его молекул. Для этого умножим и разделим правую часть уравнения (65.2) на 2:

$$p=\frac{2}{3}\frac{m_M\bar{\upsilon}_{кв}^2}{2}n.$$

Здесь $\frac{m_M\bar{\upsilon}_{кв}^2}{2}=\bar{E}_K$ – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы. Поэтому

$$p=\frac{2}{3}n\bar{E}_K \qquad (65.3)$$

Уравнение (65.3) представляет собой иную запись основного уравнения кинетической теории идеального газа.

Поскольку плотность газа ρ равна произведению массы одной молекулы m_M и концентрации молекул n:

$$\rho = m_M n,$$

то, подставив в уравнение (65.2) вместо $m_M n$ плотность ρ, получим еще одно уравнение, определяющее давление идеального газа:

$$\boxed{p = \frac{1}{3}\rho\bar{\upsilon}_{кв}^2}$$

66. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА. ОБЪЕДИНЕННЫЙ ГАЗОВЫЙ ЗАКОН

Уравнение, устанавливающее зависимость между параметрами состояния данной массы идеального газа – его давлением p, объемом V и температурой T, – называется *уравнением состояния идеального газа*.

Выведем уравнение состояния идеального газа, исходя из основного уравнения кинетической теории идеального газа

$$p = \frac{1}{3} m_м n \bar{\upsilon}_{кв}^2 \tag{66.1}$$

Здесь концентрацию молекул n можно представить как отношение числа молекул N в газе к его объему V:

$$n = \frac{N}{V} \tag{66.2}$$

и, кроме того,

$$\bar{\upsilon}_{кв}^2 = \frac{3RT}{M}, \tag{66.3}$$

Подставив (65.2) и (65.3) в (65.1), получим:

$$p = \frac{1}{3} m_м \frac{N}{V}\frac{3RT}{M} \tag{66.4}$$

где $m_м N = m$ – масса всего газа.

С учетом этого уравнение (66.4) можем записать так:

$$pV = \frac{m}{M} RT \tag{66.5}$$

Уравнение (66.5) – уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева-Клапейрона).

Здесь p – давление идеального газа, V – его объем, m -масса газа, M – молярная масса, $R = 88{,}31\, Дж/(моль \cdot К)$ – молярная газовая постоянная, T – абсолютная температура газа. В ранее изданной учебной литературе постоянная R называется универсальной газовой постоянной.

Поскольку $\frac{m}{V} = \rho$ – плотность газа, то уравнение состояния идеального газа можно записать так:

$$p = \frac{m}{V}\frac{RT}{M} \quad \text{или} \quad \boxed{p = \rho\frac{RT}{M}}$$

Уравнение состояния идеального газа вывел русский ученый Д. И. Менделеев в 1874 г., исходя из полученного на сорок лет раньше французским физиком Б. Клапейроном объединенного газового закона:

$$\boxed{\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2}} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{pV}{T} = const} \tag{66.6}$$

Объединенный газовый закон (уравнение Клапейрона): *произведение давления данной массы идеального газа на его объем, деленное на абсолютную температуру, есть величина постоянная*.

Объединенный газовый закон можно непосредственно получить из уравнения Менделеева-Клапейрона, если записать его применительно к двум состояниям одной и той же массы одного и того же идеального газа. Пусть первое состояние газа характеризуется параметрами p_1, V_1 и T_1, а второе – параметрами p_2, V_2 и T_2. Тогда

$$p_1V_1 = \frac{m}{M}RT_1 \quad \text{и} \quad p_2V_2 = \frac{m}{M}RT_2.$$

Поделив эти уравнения друг на друга, получим:

$$\frac{p_1V_1}{p_2V_2} = \frac{mRT_1M}{MmRT_2}, \ \frac{p_1V_1}{p_2V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2}} \qquad (66.7)$$

Поскольку объединенный газовый закон также устанавливает соотношение между параметрами состояния газа, уравнение (66.7) называют также уравнением состояния идеального газа.

Мы вывели уравнение Клапейрона (или объединенный газовый закон), исходя из уравнения Менделеева-Клапейрона. Исторически же было наоборот: как мы уже упомянули, Д. И. 0Менделеев вывел уравнение (66.6) из уравнения Клапейрона (66.5). Покажем, как это можно сделать. Возьмем $\nu = 1$ моль идеального газа *при нормальных условиях*, т. е. при p_0 = 760 мм. рт. ст. = 1,013·10^5 Па и T_0 = 273 К. Согласно уравнению (66.7) выражение $\frac{p_0V_0}{T_0}$ равно выражению $\frac{pV_{моль}}{T}$, где давление p, объем $V_{моль}$ и температура T могут быть любыми, лишь бы количество вещества у данного идеального газа было по-прежнему равно 1 моль. Т. е. мы можем записать:

$$\frac{p_0V_0}{T_0} = \frac{pV_{моль}}{T} = const. \qquad (66.8)$$

Здесь V_0 – объем одного моля идеального газа, взятого при нормальных условиях, а $V_{моль}$ – объем этого газа при любых других p и T. Из закона Авогадро следует, что V_0 = 22,4 л = 22,4·10^{-3} м^3.

Подставив p_0 = 1,013·10^5 Па, T_0 = 273 К и V_0 = 22,4·10^3 м^3 в левую часть равенства (66.7), найдем, чему равна постоянная $const = \frac{pV_{моль}}{T}$ при любых параметрах 1 моля идеального газа:

$$const = \frac{pV_{моль}}{T} = \frac{1,013\cdot 10^5\ Па\cdot 22,4\cdot 10^{-3}\ \frac{м^3}{моль}}{273\,К} = 8,31\frac{Дж}{моль\cdot К} = R.$$

Таким образом, *молярная газовая постоянная R равна произведению давления одного моля идеального газа на его объем, деленному на абсолютную температуру*.

Если взять не один, а ν молей, то объем газа увеличится в ν раз, соответственно, увеличится в ν раз и отношение pV к T:

$$\frac{pV}{T} = \nu R \quad \text{или} \quad \boxed{pV = \nu RT}$$

Здесь число молей $\nu = \frac{m}{M}$, где m – масса газа, M – его молярная масса. Тогда получим:

$$\boxed{pV = \frac{m}{M}RT} \text{ – уравнение Менделеева-Клапейрона.}$$

67. СВЯЗЬ СРЕДНЕЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА С ЕГО ТЕМПЕРАТУРОЙ. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ АБСОЛЮТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ. СВЯЗЬ ДАВЛЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА С КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЕГО МОЛЕКУЛ И АБСОЛЮТНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Определим соотношение между средней кинетической энергией теплового движения молекул $\bar{E}_K$ идеального газа и его абсолютной температурой T. Согласно основному уравнению кинетической теории идеального газа

$$p = \frac{2}{3} n\bar{E}_K \qquad (67.1)$$

Из п. 66 позаимствуем уравнение состояния идеального газа для одного моля:

$$\frac{pV_{моля}}{T} = R, \text{ откуда } \quad p = \frac{RT}{V_{моля}}, \qquad (67.2)$$

Приравняв правые части формул (67.1) и (67.2), получим:

$$\frac{2}{3} n\bar{E}_K = \frac{RT}{V_{моля}}, \text{ откуда } \quad \bar{E}_K = \frac{3}{2}\frac{RT}{nV_{моля}}.$$

Здесь R – молярная газовая постоянная, n – концентрация молекул, $V_{моля}$ – объем одного моля газа.

Произведение концентрации n, т. е. числа молекул в единице объема, и объема одного моля газа $V_{моля}$ равно числу молекул в одном моле, т. е. числу Авогадро N_A:

$$\boxed{N_A = nV_{моля}}$$

Тогда $\bar{E}_K = \frac{3}{2}\frac{R}{N_A}T$.

Вместо двух постоянных: молярной газовой постоянной R и числа Авогадро N_A была введена постоянная k, равная отношению $\frac{R}{N_A}$. Она получила название *постоянной Больцмана*.

$$\boxed{k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31}{6,02 \cdot 10^{23}} \frac{Дж}{К} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}}$$

Заменив в предыдущей формуле отношение молярной газовой постоянной к числу Авогадро постоянной Больцмана, получим формулу, раскрывающую физический смысл абсолютной температуры,

$$\bar{E}_K = \frac{3}{2} kT \qquad (67.3)$$

Физический смысл абсолютной температуры: *абсолютная температура есть мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул*.

Это утверждение справедливо для всех веществ в любом агрегатном состоянии.

Таким образом, температура хоть и является макропараметром, но одновременно имеет смысл и микропараметра: она прямо пропорциональна средней кинетической энергии теплового движения одной молекулы. Поэтому в некоторых учебниках физики энергию теплового движения молекул выражают и в кельвинах, и в джоулях, считая, что

$$1 \text{ К} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \quad \text{и} \quad 1 \text{ Дж} = 7,25 \cdot 10^{22} \text{ К}.$$

Но при этом надо помнить, что все же температура и энергия – разные величины и поэтому измеряются в разных единицах.

Из формулы (67.3) следует, что когда

$$T = \frac{2}{3} K, \quad k = \bar{E}_K.$$

Физический смысл постоянной Больцмана: *постоянная Больцмана показывает, что при температуре идеального газа* $\frac{2}{3}K$ *средняя кинетическая энергия теплового движения его молекул равна 1,38·10*$^{-23}$ *Дж.*

Установим связь между давлением идеального газа, его концентрацией и абсолютной температурой. Поскольку $p=\frac{2}{3}n\bar{E}_K$, где согласно (66.3) $\bar{E}_K=\frac{3}{2}kT$, то $p=\frac{2}{3}n\frac{3}{2}kT$

или
$$p=knT \tag{67.4}$$

Давление идеального газа прямо пропорционально концентраций этого газа и его абсолютной температуре.

Еще раз подчеркнем, что все соотношения, полученные в п. 66-67, применимы лишь к газам, близким к идеальным, т. е. находящимся под низким давлением и при высокой температуре. К реальным газам, находящимся при нормальных условиях, их можно применять приближенно. К газам под высоким давлением и при низких температурах они неприменимы.

68. ИЗОПРОЦЕССЫ В ИДЕАЛЬНОМ ГАЗЕ. ОСНОВНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАКОНЫ И ИХ ГРАФИКИ

Изопроцессами в газах называются процессы, при которых один из параметров состояния: давление, объем или температура, остается неизменным в течение всего процесса. Закономерности, наблюдаемые в газах при изопроцессах, называют газовыми законами. В курсе физики средней школы изучают изотермический, изобарный и изохорный процессы, наблюдаемые в идеальном газе неизменной массы, и соответствующие этим процессам законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля.

1. Закон Бойля-Мариотта. Изотермический процесс.

Изотермическим процессом называется процесс, протекающий при постоянной температуре (от греч. *изос* – равный, *термо* – тепло). В середине XVII века английский физик Р. Бойль и французский физик Э. Мариотт, экспериментально изучив изотермический процесс в идеальном газе данной массы, открыли закон, названный *законом Бойля-Мариотта*.

Закон Бойля-Мариотта: *при постоянной температуре давление данной массы идеального газа обратно пропорционально его объему,*

$$\text{при} \quad T=const \quad \boxed{\frac{p_1}{p_2}=\frac{V_2}{V_1}}, \quad \text{или} \quad \boxed{p_1V_1=p_2V_2}, \quad \text{или} \quad \boxed{pV=const}$$

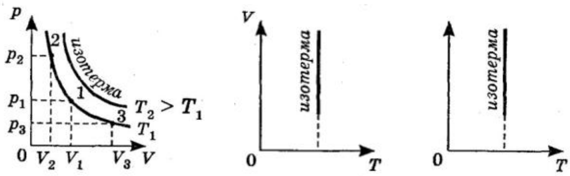
Другая формулировка закона Бойля-Мариотта: *при постоянной температуре произведение давления данной массы идеального газа и его объема есть величина постоянная.*

Закон Бойля-Мариотта был открыт задолго до создания молекулярно-кинетической теории строения вещества. С её созданием он получил теоретическое обоснование. Действительно, если температура T данной массы m идеального газа с молярной массой M остаются неизменными, то уравнения 2-х состояний идеального газа с параметрами p_1, V_1 и p_2, V_2 можно записать так:

$$p_1V_1=\frac{m}{M}RT \quad \text{и} \quad p_2V_2=\frac{m}{M}RT, \quad \text{откуда}$$
$$\boxed{p_1V_1=p_2V_2}$$

Объясним закон Бойля-Мариотта с позиций молекулярно-кинетической теории строения вещества. При сжатии газа, т. е. уменьшении его объема, увеличивается концентрация и плотность газа, вследствие чего возрастает число ударов молекул газа о стенки сосуда, в которых газ находится. А поскольку давление газа это суммарная сила ударов его молекул о единицу площади поверхности сосуда, то оно при этом возрастает. И наоборот, с расширением газа общее число соударений молекул со стенками уменьшается, поэтому давление ослабевает.

Рассмотрим графики изотермического процесса в координатных осях $p-V$, $p-T$ и $V-T$ (рис. 68-1).



а) б) в)

Рис. 68-1

На рис. 68-1, а точка 1 соответствует некоторому состоянию газа с параметрами p_1 и V_1. Если увеличить давление газа вдвое, чтобы оно стало равно p_2, то согласно закону Бойля-Мариотта его объем уменьшится вдвое и станет равен V_2. Этому новому состоянию соответствует точка 2. Если наоборот, давление уменьшить вдвое до p_3 по сравнению с первоначальным давлением p_1, то объем газа увеличится вдвое по сравнению с V_1 и станет равен V_3. Этому состоянию соответствует точка 3. Таким путем можно получить множество точек, соответствующих разным состояниям газа при изотермическом процессе. Если все эти точки соединить, то мы получим гиперболу, которая здесь называется изотермой. Изотерма, соответствующая меньшей температуре T_1 лежит ниже и ближе к осям координат, чем изотерма, соответствующая большей температуре T_2. Это связано с тем, что при одинаковом объеме большей температуре соответствует большее давление. Поскольку при этом процессе температура не меняется, то в координатах $V-T$ (рис. 68-1, б) и $p-T$ (рис. 68-1, в) изотермы представляют собой прямые линии, параллельные оси ординат (на рис. 68-1, б это ось объемов, а на рис. 68-1, в – ось давлений).

Реальный процесс в реальном газе можно считать изотермическим, если он протекает очень медленно, столь медленно, что изменением температуры газа за некоторый малый промежуток времени можно пренебречь.

2. Закон Гей-Люссака. Изобарный процесс.

Французский ученый Гей-Люссак в начале XVIII века, экспериментально открыл закон, устанавливающий зависимость объема данной массы идеального газа от его температуры при неизменном давлении.

Закон Гей-Люссака: *при постоянном давлении объем данной массы идеального газа прямо пропорционален его абсолютной температуре.*

При $p = const$ $\boxed{\dfrac{V_1}{V_2} = \dfrac{T_1}{T_2}}$ или $\boxed{\dfrac{V}{T} = const}$

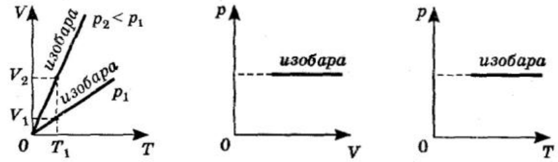
Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется изобарным (греч. барос – давление).

Закон Гей-Люссака, как и закон Бойля-Мариотта, можно вывести из уравнения состояния идеального газа массой m с молярной массой M. Пусть при давлении p объем газа при температуре T_1 был V_1, а когда температура изобарно изменилась до T_2, объем стал равен V_2. Тогда уравнение Менделеева-Клапейрона применительно к первому и второму состояниям примет вид:

$$pV_1 = \frac{m}{M}RT_1 \quad \text{и} \quad pV_2 = \frac{m}{M}RT_2,$$

$$\text{откуда} \quad \frac{pV_1}{pV_2} = \frac{mRT_1M}{MmRT_2} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}}$$

С позиций молекулярно-кинетической теории закон Гей-Люссака можно обосновать следующим образом: при изобарном росте температуры увеличивается средняя кинетическая энергия молекул газа и их средняя скорость, что связано с увеличением длины свободного пробега молекул, т. е. свободного пространства между ними. Поэтому при изобарном, т. е. свободном расширении или сжатии газа, его объем изменяется соответственно изменению температуры.



а) б) в)

Рис. 68-2

Рассмотрим графики изобарного процесса в идеальном газа, изображенные на рис. 68-2 в координатных осях $V-T$, $p-V$ и $p-T$.

Изобары в координатных осях $V-T$ на рис. 68-2, а представляют собой прямые, проходящие через начало координат под углом к осям координат, поскольку согласно закону Гей-Люссака объем газа V прямо пропорционален абсолютной температуре T. При этом изобары, соответствующие разным давлениям одной и той же массы идеального газа на одном графике выходят из одной и той же точки – начала координат, поэтому они не могут быть параллельными друг другу. Изобара, соответствующая более высокому давлению p_1 лежит ниже изобары, соответствующей меньшему давлению p_2, так как при неизменной температуре большему давлению соответствует меньший объем газа.

Поскольку абсолютный нуль недостижим и, кроме того, давление и объём газа не могут быть равны нулю, изобары на рис. 68-2, равно как и изотермы на рис. 68-1 (и изохоры на рис. 68-4) при их приближении к началу или осям координат советуем изображать штриховой линией.

Изобары в координатных осях $p-V$ (рис. 68-2, б) и $p-T$ (рис. 68-2, в) представляют собой прямые, параллельные оси абсцисс, поскольку координатар остается постоянной в течение всего процесса. Подчеркнем еще раз, что изобарным является процесс, протекающий в газе так, что газ может свободно расширяться. Поэтому, если сказано, что газ свободно изменял свой объем и при этом внешние силы, оказывающие на него давление, остались прежними, значит, в нем протекал изобарный процесс.

Если ввести в закон Гей-Люссака вместо абсолютной температуры T температуру по шкале Цельсия $t°C$, то формула, выражающая этот закон, примет следующий вид:

$$\boxed{V = V_0\left(1+\alpha t°\right)}$$

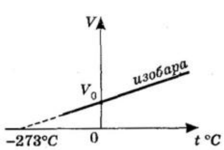


Рис. 68-3

Здесь V – объем газа при температуре $t°C$, V_0 – объем газа при 0°C, $\alpha = \dfrac{1}{273} K^{-1}$ – *температурный коэффициент объемного расширения идеального газа, показывающий, что при изобарном нагревании на один градус объем данной массы идеального газа увеличивается на* $\dfrac{1}{273}$ *часть того объема, который газ занимал при 0°C.*

На рис. 68-3 показана изобара, соответствующая уравнению, приведенному выше.

3. Закон Шарля. Изохорный процесс

Французский ученый Шарль в середине XVIII века экспериментально открыл закон, устанавливающий зависимость давления газа от его температуры при неизменном объеме газа.

Закон Шарля: *при постоянном объеме давление данной массы идеального газа прямо пропорционально его абсолютной температуре,*

$$\text{при} \quad V = const \quad \boxed{\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{p}{T} = const}$$

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется изохорным процессом (греч. хорос – объем).

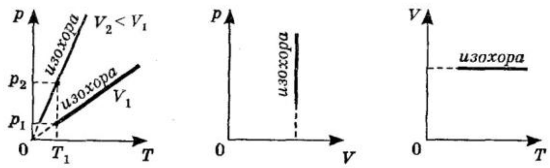
Как и два предыдущих закона, закон Шарля можно получить из уравнения Менделеева-Клапейрона для двух состояний одной и той же массы газа при неизменном объеме:

$$p_1V = \frac{m}{M}RT_1 \quad \text{и} \quad p_2V = \frac{m}{M}RT_2,$$

$$\text{откуда} \quad \frac{p_1V}{p_2V} = \frac{mRT_1M}{MmRT_2} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}}$$

С позиции молекулярно-кинетической теории закон Шарля можно обосновать следующим образом: если увеличить температуру газа, не давая ему расширяться, т. е. поместив газ в закрытый сосуд, то с ростом средней кинетической энергии его молекул будут усиливаться их удары о стенки сосуда, т. е. будет увеличиваться давление газа.

Рассмотрим графики изохорного процесса в координатных осях $p-T$, $p-V$ и $V-T$, изображенные на рис. 68-4.



а) б) в)

Рис. 68-4

Поскольку согласно закону Шарля при изохорном процессе между давлением газа и его температурой существует прямо пропорциональная зависимость, графически изохоры в осях координат $p-T$ представляют собой прямые линии, проходящие через начало координат под углом к осям координат (рис. 68.4, а). При этом изохоры, соответствующие разным объемам, выходят из начала координат – точки 0, поскольку при абсолютном нуле согласно закону Шарля объем газа тоже должен стать равным нулю, что невозможно, ибо тогда молекулы расположатся вплотную друг к другу и не смогут двигаться. Но их движение вечно и неуничтожимо. Поэтому изохоры на рис. 68-4, а не могут быть параллельными друг другу. Кроме того, изохора, соответствующая большему объему V_1, лежит ниже изохоры, соответствующей меньшему объему V_2, так как при неизменной температуре большему давлению соответствует меньший объем газа согласно закону Бойля-Мариотта.

Изохора в координатных осях $p-V$ (рис. 68-4, б) параллельна оси ординат $0-p$, так как $V = const$, а изохора в координатных осях $V-T$ (рис. 67-4, в) параллельна оси абсцисс $0-T$ по той же причине.

Если в закон Шарля вместо абсолютной температуры T ввести температуру, измеренную по шкале Цельсия, то этот закон примет следующий вид:

$$\boxed{p = p_0\left(1+\gamma t°\right)}$$

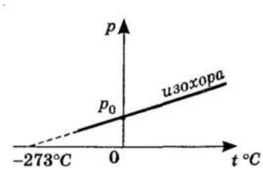


Рис. 68-5

Здесь p – давление газа при температуре $t°C$, $\gamma = \frac{1}{273}K^{-1}$ – *температурный коэффициент давления идеального газа, показывающий, что при нагревании на один градус давление идеального газа увеличивается на* $\frac{1}{273}$ *часть того давления, которое этот газ оказывал при 0°C.*

На рис. 68-5 изображена изохора в координатных осях $p-t°C$, показывающая линейную зависимость давления идеального газа от температуры по шкале Цельсия при неизменном объеме.

69. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ. УРАВНЕНИЕ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

Идеальным газом мы назвали газ, у которого можно пренебречь размерами молекул и их взаимодействием на расстоянии. Можно ли считать воздух идеальным газом при нормальных условиях или условиях близких к ним? Согласно числу Лошмидта в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях содержится порядка 10^{19} молекул. Диаметр молекулы порядка 10^{-10} м = 10^{-8} см, значит, объем молекулы порядка $(10^{-8})^3$ см^3 = 10^{-24} см^3. Следовательно, все 10^{19} молекул займут объем порядка $10^{-24} \cdot 10^{19} = 10^{-5}$ см^3, т. е. одну стотысячную часть кубического сантиметра, остальное пространство будет пустым. В таких условиях молекулы летают на огромных расстояниях друг от друга по сравнению с их диаметром, и, конечно, такой газ вполне можно считать идеальным. Если же увеличить давление по сравнению с нормальным в 5000 раз, то согласно закону Бойля-Мариотта объем бывшего кубического сантиметра во столько же раз уменьшится и станет порядка $\frac{1}{5000}$ см$^3 \approx 10^{-4}$ см^3, но количество молекул там останется прежним, поэтому и их собственный объем по-прежнему будет порядка 10^{-5} см^3, т. е. примерно в 10 раз меньше объема газа. А если еще учесть и пространство вокруг каждой молекулы, куда другие молекулы проникнуть не могут из-за взаимного отталкивания, то расчеты покажут, что для свободного передвижения молекулам останется всего половина получившегося после сжатия объема. И конечно, в таких условиях пренебрегать собственным объемом молекул нельзя, т. е. такой газ уже нельзя считать идеальным. Поэтому уравнение состояния идеального газа – уравнение Менделеева-Клапейрона – к газу под высоким давлением неприменимо.

Чтобы описать состояние газа под высоким давлением – *реального газа* – нужно учесть взаимодействие молекул на расстоянии и их собственный объем. И это сделать очень непросто. До сегодняшнего дня такое уравнение применительно к любым реальным газам при любых условиях так и не получено.

В конце XIX века голландский физик И. Ван-дер-Ваальс показал, что для записи уравнения состояния газа под высоким давлением и при низких температурах, когда кинетическая энергия молекул газа мала и им трудно сблизиться из-за взаимного отталкивания, необходимо учитывать не только отталкивание молекул при их сближении, но и притяжение их друг к другу, когда молекулы находятся на небольших расстояниях друг от друга.

Когда молекула находится вблизи стенки сосуда, в котором заключен газ, то остальные молекулы, действуя на нее все вместе, притягивают ее к себе, т. е. внутрь газа от стенки, из-за чего давление реального газа p меньше, чем идеального $p_{ид}$, на некоторую величину Δp, поэтому $p = p_{ид} - \Delta p$ или $p_{ид} = p + \Delta p$.

Кроме того, из-за собственного объема молекул газа под высоким давлением объем самого газа уменьшается на некоторую величину b. Поэтому бывшее уравнение состояния 1 моля идеального газа $p_{ид}V = RT$ применительно к газу под высоким давлением и при низкой температуре следует записать так:

$$\left(p + \Delta p\right)\left(V_{моль} - b\right) = RT \tag{69.1}$$

Здесь Δp – поправка на дополнительное давление газа, обусловленное силами межмолекулярного взаимодействия, $V_{моль}$ – объем моля газа, b – поправка на собственный объем молекул. Поправка $\Delta p = \frac{a}{V^2}$, где a – постоянная, зависящая от вещества, поправка $b = \frac{4}{3}\pi d^3 \frac{N}{2}$, где d – диаметр молекул газа, а N – их количество. Поэтому уравнение (69.1) можно записать еще так:

$$\left(p + \frac{a}{V_{моль}^2}\right)\left(V_{моль} - b\right) = RT \tag{69.2}$$

Уравнение (69.1) или (69.2) назвали *уравнением Ван-дер-Ваальса* для одного моля реального газа. Оно дает качественное объяснение отличий реального газа от идеального, но описывает состояние реального газа не при любых параметрах, а лишь при некоторых. На практике для описания состояния разных реальных газов при различных параметрах используют более сложные уравнения, применимые к каждому конкретному случаю.

70. ИЗОТЕРМЫ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА И ИЗОТЕРМЫ РЕАЛЬНОГО ГАЗА. КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

Графиком изотермы идеального газа в координатах $p-V$ является гипербола (рис. 70-1). При этом согласно закону Бойля-Мариотта одному значению давления p соответствует только одно значение объема V.

Теперь обратимся к уравнению Ван-дер-Ваальса. Перепишем уравнение (69.2) в виде:

$$pV_{моль}^2-\left(pb+RT\right)V_{моль}^2+aV_{моль}-ab=0.$$

Мы получили кубическое уравнение, устанавливающее связь давления p с объемом газа V. Графиком полученного уравнения является кубическая парабола (рис. 70-1). Из рис. 70-1 видно, что одному значению давления p_1 здесь соответствует три значения объема V_1, V_2 и V_3.

Рис. 70-1

Чтобы проверить соответствие приведенных закономерностей фактической зависимости давления реального газа от его объема, взяли некоторую массу реального газа (или пара) при низком давлении и стали его сжимать, измеряя давление, соответствующее каждому объему сжимаемого газа, а затем построили по полученным значениям зависимость $p=p\left(V\right)$.

Рис. 70-2

Получили график, изображенный на рис. 70-2. Мы видим, что изотерма реального газа лишь на участках 1-2 и 6-7 совпадает с изотермой Ван-дер-Ваальса, показанной на рис. 70-1, а на остальных участках графика теория не соответствует опыту. Давайте разберемся, почему так происходит.

Когда давление газа мало, а его объем велик (точка 1), сжимаемый газ ведет себя подобно идеальному – участок 1-2 графика. Мы видим, что, как и у идеального газа, графиком 1-2 – является гипербола.

Но, когда газ (пар) оказывается сжатым до объема V_1, он переходит в состояние, которое называют *насыщением*, а сам газ или пар – *насыщенным паром*. Позднее мы подробно рассмотрим, в чем состоят особенности этого состояния. А пока заметим, что при дальнейшем сжатии уже насыщенного пара его давление p_1 остается неизменным (участок 2-4-6 на рис. 70-2). Но почему так происходит, ведь мы уменьшаем объем пара и его молекулам становится все «теснее» и «теснее», поэтому давление, казалось бы, должно расти и расти?

Объяснение следующее: при сжатии насыщенного пара он постепенно *конденсируется*, т. е. переходит в жидкое состояние, причем так, что давление оставшегося над этой жидкостью насыщенного пара не изменяется, поэтому на рис. 70-2 изотерма 2-4-6 идет параллельно оси объемов.

Когда насыщенный пар будет сжат так, что его объем станет равен V_3, он весь превратится в жидкость (точка 6). Дальнейшая попытка сжать эту жидкость приведет к резкому росту давления (участок 6-7). Это объясняется тем, что жидкости практически несжимаемы, поэтому участок 6-7 идет почти параллельно оси давлений.

Однако, если газ или пар очистить от пылинок, заряженных частиц и примесей, которые могут стать центрами конденсации, то, быстро сжимая его без встряхивания, можно реализовать участок 2-3, изображенный на рис. 70-2 штриховой линией. Такое состояние газа неустойчивое, поэтому его называют *метастабильным*. Малейшее встряхивание или толчок в стенку сосуда с газом или паром приведет к быстрой конденсации. Если в такой пар (он называется *пересыщенным*) влетит заряженная частица, то по ее следу образуются крошечные капельки жидкости – *трек* частицы. Поэтому пересыщенный пар применяется в камере Вильсона для наблюдения треков элементарных частиц.

Если жидкость, очищенную от примесей, которые могут стать центрами парообразования, взять в состоянии, изображенном на рис. 70-2 точкой 6, и быстро, не встряхивая, нагреть, то можно осуществить участок 6-5, на котором она останется только жидкостью без образования насыщенного пара над ней. Такая жидкость называется перегретой. Состояние перегретой жидкости тоже является метастабильным, т. е. неустойчивым, малейшее встряхивание ведет к ее бурному вскипанию и появлению насыщенного пара. Если в такую жидкость впустить элементарную частицу, то по ее следу образуются пузырьки пара – *трек* частицы, поэтому перегретую жидкость тоже используют для наблюдения треков элементарных частиц в пузырьковой камере.

Участок 3-4-5 нельзя реализовать никак, поскольку нельзя, сжимая газ изотермически, получить уменьшение его давления, это не имеет смысла.

Если брать газ или пар в состоянии 1 при все более высоких температурах T_1, T_2, T_3, и т. д., то изотермы реального газа будут все дальше отходить от осей координат $p-V$ и горизонтальный участок на них будет уменьшаться (рис. 70-3).

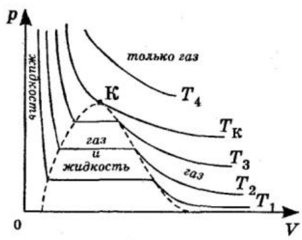


Рис. 70-3

При некоторой, достаточно высокой, температуре которая называется критической температурой T_k, горизонтальный участок изотермы исчезнет, превратившись в точку K. Состояние изображаемое этой точкой, называется *критическим состоянием вещества*. В критическом состоянии исчезает различие между жидкостью и паром: жидкость непрерывно переходит в пар, а пар – в жидкость.

На рис. 70-3 штриховой куполообразной кривой ограничена область *двухфазного состояния вещества*, т. е. когда одновременно существуют и жидкость и ее насыщенный пар. При температуре выше критической никаким сжатием пар нельзя перевести в жидкость, поскольку при критической температуре исчезают силы сцепления между молекулами и вещество остается в газообразном состоянии при любых давлениях и объемах.

71. СРЕДНЯЯ ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЧИСЛО СТОЛКНОВЕНИЙ МОЛЕКУЛ В ЕДИНИЦУ ВРЕМЕНИ

Средней длиной свободного пробега молекулы $\bar{\lambda}$ *называют расстояние, которое пробегает молекула между двумя последовательными столкновениями, двигаясь со средней арифметической скоростью* $\bar{\upsilon}_{ap}$ (черточка над буквой здесь и далее – знак средней величины).

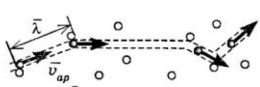


Рис. 71-1

Пусть некоторая молекула, двигаясь хаотически со средней арифметической скоростью $\bar{\upsilon}_{ap}$, на пути $S = \bar{\upsilon}_{ap}\Delta t$ за время Δt испытала $\bar{Z}$ столкновений с другими молекулами, которые будем считать неподвижными (рис. 70-1).

Тогда средняя длина свободного пробега этой молекулы $\bar{\lambda}$ равна отношению всего пути S к числу столкновений $\bar{Z}$:

$$\bar{\lambda} = \frac{S}{\bar{Z}} = \frac{\bar{\upsilon}_{ap}\Delta t}{\bar{Z}} \quad \text{или} \quad \bar{\lambda} = \frac{\bar{\upsilon}_{ap}}{\dfrac{\bar{Z}}{\Delta t}}.$$

Здесь $\dfrac{\bar{Z}}{\Delta t} = \bar{z}$ – среднее число столкновении, испытанных молекулой в единицу времени. Значит,

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{\upsilon}_{ap}}{\bar{z}} \tag{71.1}$$

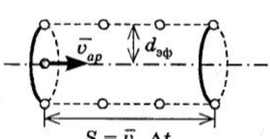


Рис. 71-2

Средняя длина свободного пробега молекулы определяется отношением ее средней арифметической скорости к среднему числу столкновений с другими молекулами в единицу времени.

Минимальное расстояние, на которое могут сблизиться центры молекул, называют эффективным диаметром молекул $d_{эф}$ (его иногда обозначают σ).

Если все остальные молекулы неподвижны, то данная молекула, двигаясь вдоль некоторого отрезка длиной $S = \bar{\upsilon}_{ap}\Delta t$, испытала бы столько столкновений $\bar{Z}$, сколько молекул N столкнулось бы с нею, находясь от нее на расстоянии $d_{эф}$ (рис. 71-2).

При этом молекула движется как бы внутри цилиндрического «коридора» длиной $l = \bar{\upsilon}_{ap}\Delta t$ с площадью поперечного сечения $\pi d_{эф}^2$, поэтому объем этого «коридора»

$$V = \pi d_{эф}^2 l = \pi d_{эф}^2 \bar{\upsilon}_{ap}\Delta t.$$

Пусть концентрация молекул n (т. е. число молекул в единице объема V), тогда число столкновений $\bar{Z}$, равное числу встречных молекул N, равно:

$$\bar{Z} = N = nV = n\pi d_{эф}^2 \bar{\upsilon}_{ap}\Delta t, \quad \text{откуда}$$

$$\bar{z} = \frac{Z}{\Delta t} = n\pi d_{эф}^2 \bar{\upsilon}_{ap}.$$

Расчеты показывают, что, поскольку остальные молекулы тоже движутся, число столкновений, испытанных данной молекулой в единицу времени, увеличивается в $\sqrt{2}$ раз, поэтому

$$\bar{z} = \sqrt{2}\pi d_{эф}^2 n \bar{\upsilon}_{ap} \tag{71.2}$$

Величина $S = \pi d_{эф}^2$ называется *эффективным сечением молекулы*.

Формула (71.2) позволяет определить число столкновений молекулы в единицу времени. Подсчитаем, чему равно это число применительно к молекулам воздуха при нормальных условиях. Для этого используем формулы

$$p = knT, \quad \text{откуда} \quad n = \frac{P}{kT}, \quad \text{и} \quad \bar{\upsilon}_{ap} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}.$$

Подставив правые части этих формул в (71.2), получим:

$$\bar{z} = \sqrt{2}\pi d_{эф}^2 \frac{p}{kT}\sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \tag{71.3}$$

Здесь $d_{эф} \approx 3\cdot10^{-10}$ м, p = 1,013·10^5 Па, k = 1,38·10^{-23} $\frac{Дж}{К}$, T = 273 К, R = 8,31 $\frac{Дж}{моль \cdot К}$ и $M = 0,0,029\,\frac{кг}{моль}$.

Подставим эти числа в формулу (71.3) и выполним вычисления:

$$\bar{z} = \sqrt{2}\cdot 3{,}14\cdot 9\cdot 10^{-20}\,\frac{1{,}013\cdot 10^5}{1{,}38\cdot 10^{-23}\cdot 273}\sqrt{\frac{8\cdot 8{,}31\cdot 273}{3{,}14\cdot 0{,}029}}\,\frac{1}{c} \approx 10^9\,\frac{1}{c}.$$

Мы получили, что молекула воздуха при нормальных условиях в среднем испытывает за каждую секунду до миллиарда ударов со стороны соседних молекул. Да, ее жизнь легкой не назовешь!

Подставив формулу (71.2) в (71.1), получим формулу средней длины свободного пробега молекул:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{\upsilon}_{ap}}{\sqrt{2}\pi d_{эф}^2 n \bar{\upsilon}_{ap}}, \quad \boxed{\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_{эф}^2 n}} \tag{71.4}$$

Подсчитаем, какое расстояние в среднем может пробежать молекула воздуха при нормальных условиях от удара до удара:

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d_{эф}^2 p},$$

$$\bar{\lambda} = \frac{1{,}38\cdot 10^{-23}\cdot 273}{\sqrt{2}\cdot 3{,}14\cdot 9\cdot 10^{-20}\cdot 1{,}013\cdot 10^5}\,м \approx 10^{-7}\,м.$$

Значит, ей, бедняжке, удается спокойно пробежать всего одну десятимиллионную долю метра – и снова стукнут. А вы еще бываете своей жизнью недовольны. Вот кому тяжело приходится.

72. АГРЕГАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ. ПАРЫ И «ПОСТОЯННЫЕ ГАЗЫ». ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА. ТРОЙНАЯ ТОЧКА

Агрегатными состояниями вещества называют газообразное, жидкое и твердое состояния. В настоящее время физики отличают еще и четвертое состояние вещества – плазму. О ней мы поговорим позже. Одно и то же вещество в зависимости от его параметров состояния может находиться в любом из агрегатных состояниях и даже одновременно в разных.

Если вещество может длительное время без изменения находиться в данном агрегатном состоянии, то такое состояние называют равновесным. Равновесное состояние вещества, которое отличается по своим физическим свойствам от других состояний этого вещества, называется фазой. Различают газообразную, жидкую твердую фазы. Переход вещества из одной фазы в другую, при котором изменяются его физические свойства, называют *фазовыми переходами*.

До середины XIX столетия считалось, что такие газы, как кислород, водород, азот, воздух и некоторые другие, могут существовать только в газообразной фазе, потому что никаким сжатием их не удавалось перевести в жидкую и, тем более, в твердую фазы. Поэтому эти газы назвали *«постоянными» газами*, а те, которые удавалось перевести в жидкое состояние, – *парами*. Проблема была решена, когда ученые догадались одновременно со сжатием газа его сильно охлаждать, до температуры ниже -140°С. В настоящее время любой газ при температуре ниже критической можно перевести в жидкое состояние. Критическая температура у каждого газа своя, но она очень и очень низкая. Например, у гелия критическая температура $T_{кр} = 5{,}3$ К. При таких сверхнизких температурах средняя потенциальная энергия связи молекул превышает их среднюю кинетическую энергию теплового хаотического движения и молекулы собираются в небольшие группы, в которых наблюдается так называемый *ближний порядок*. Так образуется жидкость.

Кроме газообразной и жидкой фаз любое вещество можно перевести и в твердую фазу, при которой в расположении молекул наблюдается *дальний порядок*, распространяющийся на тысячи межатомных расстояний.

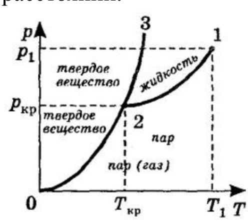


Рис. 72-1

Возьмем вещество в двух фазах: жидкой и в виде насыщенного пара этой жидкости, и будем его изохорно охлаждать, измеряя давление. Построим графическую зависимость давления p от температуры T этого вещества (рис. 72-1).

С понижением температуры давление пара будет уменьшаться (кривая 1-2) до тех пор, пока не будет достигнута температура кристаллизации $T_{кр}$. В процессе кристаллизации вещества средняя кинетическая энергия его молекул не изменяется и давление p тоже остается неизменным, поэтому этот процесс обозначен на графике точкой $p_{кр} - T_{кр}$.

В состоянии с параметрами $p_{кр} - T_{кр}$ вещество одновременно находится в трех фазах: жидкой, твердой и газообразной, причем в таком равновесном состоянии оно может находиться только при параметрах $p_{кр}$ и $T_{кр}$. Поэтому точка 2 на графике $p = p(T)$ (рис. 72-1) называется *тройной точкой*. Остальные точки на этом графике изображают равновесные состояния вещества в иных фазах, поэтому график $p = p(T)$ на рис. 72-1 называют *диаграммой состояния вещества*. Точки, лежащие правее и ниже кривой 1-2, соответствуют только газообразной фазе, а левее и выше этой кривой – только жидкой фазе.

Если продолжать охлаждать вещество после достижения температуры тройной точки (кривая 2-0), то температура пара, пребывающего в состоянии равновесия с теперь уже кристаллической фазой, а также его давление, будут понижаться.

Если взять кристаллическое вещество в состоянии с параметрами $p_{кр}$ и $T_{кр}$ и повышать его температуру, придавая ей иные значения, чем на участке 2-1, то начнется процесс плавления, т. е. теперь одновременно будут существовать твердая и жидкая фазы – участок 2-3 диаграммы. Имея параметры состояния, изображаемые точками, лежащими на кривой 2-3, вещество может находиться в равновесном состоянии, будучи в жидкой и твердой фазах.

Любая точка, не лежащая на кривых 1-2, 2-0 и 2-3, соответствует какой либо одной фазе: жидкой, твердой или газообразной. Имея такую диаграмму состояния каждого вещества, можно сразу сказать, в каком оно будет агрегатном состоянии при тех или иных параметрах, а также, в каких фазовых переходах будет участвовать при изменении параметров состояния.

73. ПАРООБРАЗОВАНИЕ. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ. НЕНАСЫЩЕННЫЕ И НАСЫЩЕННЫЕ ПАРЫ

Парообразование – это процесс перехода жидкого вещества в газообразное. Обратный процесс называется конденсацией.

Парообразование делят на *испарение* и *кипение*.

Испарение – это парообразование с открытой поверхности жидкости, происходящее при любой температуре. Испарение твердых веществ называется сублимацией.

Молекулы поверхностного слоя жидкости испытывают меньшее притяжение со стороны соседних молекул, чем молекулы нижних слоев, поскольку над поверхностью жидкости имеется газ, молекулы которого взаимодействуют с молекулами поверхностного слоя жидкости значительно слабее. Поэтому некоторые молекулы поверхностного слоя жидкости с достаточной кинетической энергией могут преодолеть притяжение соседних молекул жидкости и покинуть ее, т. е. перейти в пар. Некоторые молекулы пара, двигаясь хаотически и оказавшись достаточно близко от поверхности жидкости, могут быть втянуты обратно в жидкость силами притяжения большого количества молекул жидкости.

При быстром испарении жидкость охлаждается, потому что ее покидают молекулы с наибольшей кинетической энергией.

Если число молекул, вылетевших из жидкости при испарении, превышает число молекул, возвращающихся в жидкость, то такой пар называется ненасыщенным.

Давление ненасыщенного пара зависит от его объема и температуры. С ростом температуры давление ненасыщенного пара увеличивается. Оно также увеличивается при уменьшении объема ненасыщенного пара. При невысоких давлениях к ненасыщенному пару приближенно применимы газовые законы, справедливые для идеального газа.

Если изотермически уменьшать объем ненасыщенного пара, например, сжимая пар с помощью поршня в закрытом сосуде, то давление и плотность пара будут возрастать и в конце концов достигнут максимальной величины. При этом число молекул, покидающих жидкость в течение некоторого промежутка времени, станет равно числу молекул, возвращающихся в жидкость за это же время, т. е. между жидкостью и паром наступит *динамическое (подвижное) равновесие*.

Пар, находящийся в состоянии динамического равновесия с жидкостью, называется насыщенным.

Давление и плотность насыщенного пара, а также концентрация его молекул, максимальны при данной температуре и не зависят от его объема. При попытке уменьшить объем насыщенного пара «лишние» молекулы пара уйдут в жидкость, т. е. часть пара сконденсируется, а давление, плотность и концентрация оставшегося насыщенного пара не изменятся. Следовательно, законы идеального газа к насыщенному пару неприменимы.

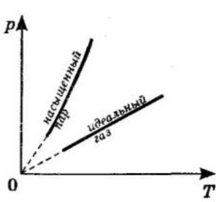


Рис. 73-1

Изменить давление насыщенного пара можно, изменив его температуру. При нагревании увеличится кинетическая энергия молекул пара, усилятся их удары о стенки сосуда, что приведет к повышению давления. При этом нарушится динамическое равновесие между жидкостью и паром, так как благодаря возросшей кинетической энергии число молекул, покидающих жидкость, превысит число молекул, возвращающихся в нее из пара. Следовательно, *при нагревании насыщенный пар становится ненасыщенным. И наоборот, при охлаждении ненасыщенный пар становится насыщенным*, так как при этом кинетическая энергия молекул пара уменьшается, скорость падает и легче происходит их переход в жидкость.

Температура, при которой ненасыщенный водяной пар становится насыщенным, называется точкой росы.

На рис. 73-1 изображены графики изохорного нагревания идеального газа и насыщенного пара. Мы видим, что давление насыщенного пара p с повышением температуры T растет быстрее, чем давление идеального газа, поскольку при нагревании насыщенного пара кроме роста средней кинетической энергии и импульса молекул, растет еще и концентрация молекул, тогда как в идеальном газе концентрация молекул остается постоянной.

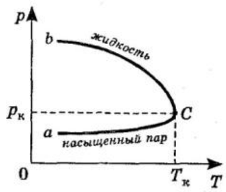


Рис. 73-2

Теперь рассмотрим зависимость давления пара и соответствующей ему жидкости от температуры (рис. 73-2).

Пусть в некотором закрытом сосуде находится жидкость над которой имеется её пары. При повышении температуры давление пара над жидкостью будет расти (кривая ac), а давление жидкости в следствие её расширения будет, наоборот, падать (кривая bc). Исключение составляет вода в интервале температур от 0°С до 4°С, так как при нагревании воды в этом интервале температур ее плотность и, следовательно, давление возрастают.

При некоторой достаточно высокой температуре кривые ac и bc сольются в точке c. Температура, соответствующая этому состоянию, есть критическая температура $T_{кр}$. В критическом состоянии вещества исчезает граница между жидкостью и паром, и различие в их физических свойствах. Их плотность и концентрация, так же как и давление, становятся одинаковы и максимальны для данного вещества.

Скорость испарения зависит от рода жидкости, площади открытой поверхности, температуры и скорости движения жидкости относительно внешней среды.

74. КИПЕНИЕ. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ КИПЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Кипение это парообразование не только с открытой поверхности, но и внутри жидкости, происходящее при одной, определенной для данной жидкости температуре.

В жидкости всегда имеется растворенный или поглощенный стенками сосуда воздух. При нагревании жидкости этот воздух расширяется, собираясь в пузырьки, которые вначале появляются на дне и стенках сосуда с жидкостью. В этих пузырьках заключен насыщенный пар, давление которого при данной температуре максимально и растет с ее повышением. Под этим давлением с ростом температуры стенки пузырьков растягиваются все сильнее и сильнее, пока под действием возросшей вместе с объемом выталкивающей силы пузырьки не оторвутся от дна и стенок сосуда. Оторвавшись, пузырьки устремляются вверх.

Если жидкость недостаточно прогрелась и ее верхние слои еще холодные, то, попав в них, пузырьки резко уменьшаются в объеме из-за конденсации насыщенного пара и исчезают.

Когда жидкость нагреется до температуры, близкой к температуре кипения, конденсации пара в верхних слоях жидкости происходить уже не будет. Наоборот, попав в верхние слои, где давление столба жидкости на пузырьки меньше, чем внизу, они будут еще более увеличиваться в объеме. Взлетая вверх с ускорением под действием возрастающей вместе с их объемом выталкивающей силы, пузырьки будут достигать поверхности, где давление атмосферного воздуха значительно меньше давления пара в пузырьках. Поэтому пузырьки будут лопаться. Но если жидкость еще не нагрелась до кипения, то в лопнувший пузырек проникнет холодный атмосферный воздух и насыщенный пар в пузырьке сконденсируется, из-за чего пузырек резко захлопнется. Поэтому непосредственно перед закипанием жидкости слышен характерный шум, создаваемый множеством захлопывающихся пузырьков. Этот шум прекращается в момент начала кипения жидкости.

Каждая жидкость кипит при определенной температуре, которая называется *температурой* (или *точкой*) *кипения*. Величина температуры кипения данной жидкости приводится в справочниках и задачниках по физике.

При достижении температуры кипения давление насыщенного пара в пузырьках станет столь велико, что, когда они лопнут, холодный воздух из-за большого давления горячего пара не успеет проникнуть внутрь пузырька и пар выйдет из пузырька в атмосферу. Это и есть процесс кипения.

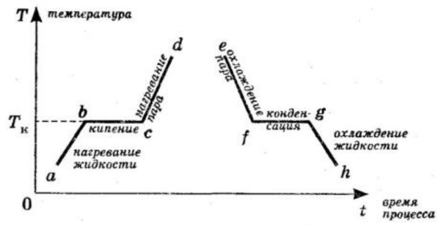


Рис. 74-1

Рассмотрим процессы нагревания и кипения жидкости с позиций молекулярно-кинетической теории строения вещества. Для этого обратимся к рис. 74-1, на котором изображен график зависимости температуры жидкости и пара T от времени t, в течение которого им передавалось тепло от нагревателя.

Участок ab графика соответствует процессу нагревания жидкости. При этом энергия нагревателя идет на увеличение как средней потенциальной, так и средней кинетической энергии молекул, поэтому температура жидкости повышается.

При достижении температуры кипения (точка b) энергия нагревателя будет расходоваться на переход молекул жидкости в пар и работу пара против внешнего давления, поэтому будет увеличиваться средняя потенциальная энергия молекул. Но их средняя кинетическая энергия будет оставаться неизменной, поэтому, пока вся жидкость не выкипит, ее температура повышаться не будет (участок bc графика).

После того, как вся жидкость превратится в пар, энергия нагревателя в дальнейшем снова будет идти как на увеличение средней потенциальной энергии молекул пара, так и на увеличение их средней кинетической энергии, поэтому температура пара станет расти (участок cd).

Если нагреватель убрать, то пар начнет охлаждаться. Средняя потенциальная и средняя кинетическая энергии молекул пара будут уменьшаться, и его температура будет понижаться до тех пор, пока он не охладится до температуры, при которой жидкость закипела (участок ef). В дальнейшем будет уменьшаться только средняя потенциальная энергия молекул, а их средняя кинетическая энергия изменяться не будет, поэтому в процессе конденсации пара его температура будет оставаться постоянной (участок fg), пока весь пар не сконденсируется (точка g). При этом выполняются следующие законы:

а) температура кипения данной жидкости равна температуре ее конденсации;

б) энергия, поглощенная данной массой жидкости, нагретой до точки кипения, при полном превращении ее в пар, равна энергии, выделяемой этой же массой жидкости при конденсации;

в) время выкипания данной массы жидкости равно времени ее конденсации.

Как только весь пар превратится в жидкость, начнется процесс охлаждения жидкости (участок gh). При этом станут уменьшаться и средняя потенциальная, и средняя кинетическая энергия молекул, поэтому температура жидкости будет понижаться.

Температура кипения разных жидкостей различна и зависит от давления внешней среды. Если давление внешней среды увеличится, пузырьку будет труднее лопнуть и жидкость уже не сможет закипеть. Чтобы преодолеть возросшее внешнее давление, давление насыщенного пара в пузырьках тоже должно увеличиться, а для этого жидкость нужно нагреть до более высокой температуры, при которой пузырек сможет лопнуть и выпустить содержащийся в нем пар. Поэтому *при увеличении давления внешней среды температура кипения жидкости повышается*. Это явление используется в тех случаях, когда надо нагреть воду до температуры выше 100°С, при которой она кипит в обычных условиях. Для этого воду наливают в автоклав – герметически закрытый толстостенный сосуд – и нагнетают туда воздух до давления в несколько атмосфер. При этом вода кипит при гораздо более высокой, чем 100°С, температуре. В такой воде гибнут бактерии и микроорганизмы, которые при 100°С не погибают. Этот способ применяется в медицине при кипячении белья больных и стерилизации инструментов.

При уменьшении давления внешней среды температура кипения понижается, так как теперь пузырьку с насыщенным паром становится легче лопнуть. Жидкость вообще можно заставить закипеть и при комнатной температуре. Для этого можно поместить открытый сосуд с жидкостью под колокол воздушного насоса и откачать воздух. При достижении достаточно низкого давления жидкость в сосуде бурно закипит. Это явление хорошо знакомо любителям путешествовать в горах. На большой высоте из-за низкого давления в высокогорных условиях очень трудно приготовить обед, так как вода закипает при меньшей, чем 100°С, температуре, при которой мясо сварить сложно.

75. АБСОЛЮТНАЯ И ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЛАЖНОСТЬ. ГИГРОМЕТРЫ. ПСИХРОМЕТР АВГУСТА

В воздухе всегда содержатся водяные пары, поэтому воздух влажный. От влажности воздуха зависит жизнь растений, животных и человека, поэтому влажность надо уметь измерить. Для характеристики влажности воздуха ввели понятие абсолютной и относительной влажности.

Физический смысл абсолютной влажности воздуха: *абсолютной влажностью воздуха называют массу водяного пара, содержащегося в одном кубическом метре воздуха при данной температуре*. Иными словами, *абсолютная влажность – это плотность водяных паров в воздухе при данной температуре*. Поэтому единица измерения абсолютной влажности в СИ – кг/м^3.

Поскольку масса водяного пара в 1 м^3 воздуха невелика, для измерения абсолютной влажности часто пользуются внесистемной единицей абсолютной влажности – г/м^3.

$$1\frac{г}{м^3} = 0,001\frac{кг}{м^3}.$$

Приведем пример. Абсолютная влажность воздуха при 16°С равна 4 г/м^3. Это значит, что при этой температуре каждый кубический метр воздуха содержит 4 г водяного пара.

По величине абсолютной влажности нельзя судить о степени влажности воздуха, так как при одинаковой массе водяного пара в нем, но большей температуре, воздух будет суше, а при меньшей температуре он будет влажнее. Когда помещение не топлено, то в холодное время года в нем сыро, но стоит протопить, как в помещении станет сухо, хотя абсолютная влажность воздуха при этом практически не изменится.

Чтобы определить степень влажности воздуха, т. е. судить о том, какой он: сухой или влажный, надо знать, насколько близок водяной пар к состоянию насыщения. Для этого вводят понятие относительной влажности.

Определение относительной влажности воздуха φ (или f, или r): *относительная влажность воздуха равна отношению абсолютной влажности воздуха при некоторой температуре к плотности насыщенного водяного пара при той же температуре,*

$$\boxed{\varphi = \frac{\rho}{\rho_н}100\%} \qquad (75.1)$$

Здесь ρ – абсолютная влажность при некоторой температуре, $\rho_н$ – плотность насыщенного водяного пара при той же температуре.

Относительную влажность обычно измеряют в процентах. Очевидно, что все эти величины скалярные.

Составлены таблицы, в которых приведена плотность насыщенных водяных паров $\rho_н$ при разных температурах. Такая таблица приведена ниже (табл. 75.1).

Таблица 75.1

t, °C	$\rho_н$, кПа	$\rho_н$, г/м^3		*t, °C*	$\rho_н$, кПа	$\rho_н$, г/м^3
-5	0,40	3,2		10	1,23	9,4
0	0,61	4,8		11	1,33	10,0
1	0,65	5,2		12	1,40	10,7
2	0,71	5,6		13	1,49	11,4
3	0,76	6,0		14	1,60	12,1
4	0,81	6,4		15	1,71	12,8
5	0,88	6,8		16	1,81	13,6
6	0,93	7,3		17	1,93	14,5
7	1,00	7,8		18	2,07	15,4
8	1,06	8,3		19	2,20	16,3
9	1,14	8,8		20	2,33	17,3

Из таблицы можно определить, что плотность насыщенного водяного пара при комнатной температуре 20°С равна $\rho_н = 17{,}3$ г/м^3. Это значит, что при 20°С в воздухе содержится 17,3 г насыщенного водяного пара. При этом воздух очень сырой, т. е. его влажность равна 100%, так как. абсолютная влажность $\rho = \rho_{нас}$.

Влажность воздуха не может быть выше 100%.

Если температуру воздуха, в котором при 20°С содержится насыщенный водяной пар плотностью 17,3 г/м^3, понизить, например, до 16°С, то теперь плотность насыщенного пара в нем станет равна 13,6 г/м^3 (ее можно найти по той же табл. 75.1). Значит, из каждого кубического метра воздуха вследствие конденсации насыщенного пара выделится 3,7 г воды.

Если воздух, в котором содержится насыщенный водяной пар, нагреть, то пар перестанет быть насыщенным, хотя плотность водяного пара в нем не изменится. При этом относительная влажность воздуха уменьшится, т. е. воздух станет суше. Для человека считается нормальной относительная влажность 50–60% .

Температуру, при которой водяной пар становится насыщенным, называют точкой росы, потому что если водяной пар охладить до температуры ниже точки росы, то выпадет роса. По плотности насыщенного водяного пара, приведенного в таблице, можно найти соответствующую этой плотности точку росы.

В современной учебной литературе встречается иное определение относительной влажности воздуха: *относительная влажность воздуха равна отношению давления водяных паров в нем при некоторой температуре к давлению насыщенных водяных паров при той же температуре:*

$$\boxed{\varphi = \frac{p}{p_н}100\%} \qquad (75.2)$$

Здесь φ – относительная влажность воздуха, p – давление водяного пара в воздухе при данной температуре (его также называют абсолютной влажностью), $p_н$ – давление насыщенного водяного пара при той же температуре. Величину $p_н$ можно найти для каждой температуры по той же таблице.

Давление водяного пара в воздухе называют также *упругостью водяных паров*.

Величина относительной влажности φ, вычисленная по формулам (75.1) или (75.2) будет примерно одинаковой для одного и того же состояния водяного пара в воздухе, несмотря на то, что величины, стоящие в правой части этих формул, будут разными.

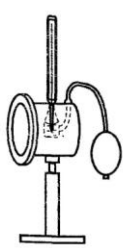


Рис. 75-1

Приборы для измерения влажности воздуха, называются *гигрометрами* или *психрометрами*.

Рассмотрим принцип действия металлического гигрометра, изображенного на рис. 75-1.

В гигрометре имеется полость, в которую налит легко испаряющийся эфир, и отверстие, в которое сверху вставлен термометр. С помощью резиновой груши через эфир прокачивают воздух, побуждая эфир интенсивно испаряться. При этом эфир покидают молекулы с наибольшей кинетической энергией, вследствие чего сам эфир и стенки гигрометра охлаждаются. Когда температура понизится до точки росы, содержащиеся в воздухе пары конденсируются на полированной поверхности гигрометра и она запотевает. Заметив этот момент, следует взглянуть на термометр и определить по нему точку росы $t^o_{росы}$, а по ней, пользуясь приведенной выше таблицей, определить плотность водяных паров в помещении, которые вблизи поверхности гигрометра стали насыщенными. В остальной части помещения пары имеют такую же плотность, но при более высокой комнатной температуре, поэтому в отдалении от гигрометра они ненасыщенные. Таким образом, воспользовавшись показаниями термометра, помещенного в гигрометр, мы можем сразу определить абсолютную влажность и давление водяных паров в воздухе при комнатной температуре. Определив эту температуру по показаниям другого термометра, расположенного в том же помещении вдали от гигрометра, по той же таблице найдем плотность насыщенных паров или их давление уже при комнатной температуре, а затем по одной из формул (75.1) или (75.2) найдем и относительную влажность φ .

Теперь поговорим о волосяном гигрометре. Обезжиренный человеческий волос обладает свойством укорачиваться при понижении влажности воздуха и удлиняться при ее увеличении. На этом свойстве волоса основано действие волосяного гигрометра. Растянутый с помощью отвеса волос располагают вертикально и прикрепляют к шкале, проградуированной в единицах влажности. К самому волосу прикрепляют стрелку-указатель, которая при изменении влажности воздуха перемещается по шкале прибора вверх или вниз.

Психрометр Августа изображен на рис. 75-2.

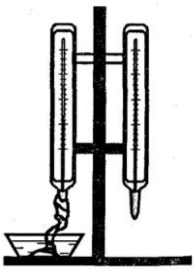


Рис. 75-2

Он состоит из двух термометров, укрепленных на вертикальном штативе. Один термометр сухой, а другой влажный, потому что его конец обернут ватой или марлей, нижний конец которой опущен в открытый сосуд с жидкостью (водой или спиртом).

Когда воздух сухой, вода испаряется с марли, вследствие чего ее внутренняя энергия уменьшается, ведь воду, покидают молекулы с наибольшей кинетической энергией – самые «быстрые». С уменьшением внутренней энергии марли ее температура понижается, поэтому влажный термометр показывает более низкую температуру, чем сухой.

Чем суше воздух, тем интенсивнее происходит процесс испарения воды с марли и тем больше разность в показаниях сухого и влажного термометров, которую называют психрометрической разностью температур. И наоборот, чем воздух влажнее, тем эта разность меньше, так как процесс испарения влаги с марли протекает менее интенсивно. Когда влажность воздуха равна 100%, т. е. когда водяной пар в воздухе насыщенный, показания сухого и влажного термометров одинаковы.

Таким образом, по психрометрической разности температур можно судить о влажности воздуха. Созданы специальные психрометрические таблицы, в которых каждой психрометрической разности температур совместно с показаниями сухого термометра соответствует определенная относительная влажность.

Таблица 75.2

Показания сухого термометра, °C	Разность показаний сухого и влажного термометра, °C										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	Относительная влажность, %										
0	100	81	63	45	28	11	–	–	–	–	–
2	100	84	68	51	35	20	–	–	–	–	–
4	100	85	70	56	42	28	14	–	–	–	–
6	100	86	73	60	47	35	23	10	–	–	–
8	100	87	75	63	51	40	28	18	7	–	–
10	100	88	76	65	54	44	34	24	14	5	–
12	100	89	78	68	57	48	38	29	20	11	–
14	100	89	79	70	60	51	42	34	25	17	9
16	100	90	81	71	62	54	45	37	30	22	15
18	100	91	82	73	65	56	49	41	34	27	20
20	100	91	83	74	66	59	51	44	37	30	24
22	100	92	83	76	68	61	54	47	40	34	28
24	100	92	84	77	69	62	56	49	43	37	31
26	100	92	85	78	71	64	58	51	46	40	34
28	100	93	85	78	72	65	59	53	48	42	37
30	100	93	86	79	73	67	61	55	50	44	39

Рассмотрим пример. Пусть показания сухого и влажного термометров соответственно 20°C и 16°C. Следовательно, разность их показаний 20°C – 16°C = 4°C. На пересечении горизонтального и вертикального столбиков значений относительных влажностей находим, что в этом помещении относительная влажность $\varphi = 66\%$ (взята в рамочку). Теперь по таблице плотностей и давлений насыщенного пара (см. табл. 75.2) находим, что при 20°С плотность насыщенного водяного пара в помещении была бы равна $\rho_н = 17{,}3$ г/м^3, а давление $p_н = 2{,}3$ кПа. Воспользовавшись формулами (75.1) и (75.2), мы можем найти и абсолютную влажность в помещении ρ, т. е. какая там на самом деле плотность водяных паров, а также каково их давление p:

$$\rho = \frac{\varphi\rho_н}{100} = \frac{66 \cdot 17{,}3}{100}\,\frac{г}{м^3} = 11{,}4\,\frac{г}{м^3},$$

$$p = \frac{\varphi\rho_н}{100} = \frac{66 \cdot 2{,}3}{100}\,кПа = 1{,}5\,кПа.$$

Следует помнить, что мы определили не плотность и давление атмосферного воздуха, а плотность и давление водяных паров в нем.

76. ПОЛУЧЕНИЕ СЖИЖЕННОГО ГАЗА, ЕГО СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

Всякий газ может быть превращен в жидкое и твердое состояния. Для этого его надо охладить до температуры ниже критической, которая для каждого вещества индивидуальна. Если температура газа будет лишь немного ниже критической, то для сжижения газ необходимо еще и сжать, т. е. подвергнуть высокому давлению. Чем ниже температура газа, тем меньшее давление требуется для его сжижения.

Такие газы, как кислород, водород, азот, гелий очень долго не могли превратить в жидкости, потому что тогда не знали о существовании критической температуры. Мы с вами знаем, что, если температура вещества выше критической, то его никаким сжатием не превратить в жидкость, а у этих газов критическая температура чрезвычайно низка. Например, у азота критическая температура $T_K = 126$ К или $t°_K = –147$°С, у кислорода $T_K = 154$ К или $t°_K = –119$°С, у водорода $T_K = 33$ К или $t°_K = –240$°С. Рекордсменом среди газов является гелий, его критическая температура $T_K = 4{,}3$ К или $t°_K = –268{,}7$°С.

Сверхнизкие температуры достигают разными способами. Например, можно интенсивно испарять жидкость, не подводя к ней тепла извне. Для этого жидкость помещают под колокол воздушного насоса и быстро откачивают воздух. При этом из нее вылетают самые «быстрые» молекулы с наибольшей кинетической энергией, поэтому температура остающейся под колоколом жидкости и ее паров резко падает. С помощью такой сильно охлажденной жидкости можно понизить температуру какого-нибудь газа с высокой критической температурой, например этилена, превратив его в жидкость. Затем с помощью сильно охлажденного жидкого этилена можно понизить до критической температуру другого газа, продлевая такой *«каскадный» метод* ее понижения до требуемой величины. Именно с помощью такого метода были получены жидкие кислород, азот и водород. С помощью жидкого водорода была получена самая «низкокипящая» жидкость – жидкий гелий.

«Каскадный» метод получения сверхнизких температур применялся уже в конце XIX столетия. В 1877 г. с помощью этого метода был получен жидкий воздух. В настоящее время десятки лабораторий и заводов производят жидкий воздух и другие газы в промышленных целях. Правда, «каскадный» метод получения сверхнизких температур теперь применяется редко. На смену ему пришел другой способ: газ понуждают резко расширяться и при этом производить работу против внешних сил. В результате кинетическая энергия его молекул уменьшается, что сопровождается сильным понижением температуры. Например, сильно сжатый воздух пускают в расширитель, где он совершает работу, перемещая поршень или вращая лопасти турбины. При этом он резко охлаждается и превращается в жидкость. Сильно сжатый углекислый газ мгновенно превращается в «сухой лед», если его быстро выпустить из баллона, где он содержался под давлением.

Существует еще один весьма прогрессивный способ получения сверхнизких температур – *быстрое размагничивание намагниченных тел*. С помощью этого метода в 1956 г. была получена температура, которая всего на две стотысячные доли кельвина выше абсолютного нуля.

Все сжиженные газы обладают очень малой плотностью. Например, жидкий водород имеет плотность, которая в 14 раз меньше плотности воды. Кроме этого, они обладают чрезвычайно высокой теплопроводностью и текучестью. Жидкий гелий обладает сверхтекучестью, т. е. таким состоянием, при котором он протекает сквозь узкие щели и капилляры без трения и обтекает предметы, не испытывая никакого сопротивления.

Сжиженные газы хранят в специальных сосудах с двойными стенками, между которыми имеется зазор. Из этого зазора откачан воздух, благодаря чему стенки сосуда обладают чрезвычайно низкой теплопроводностью.

Сжиженные газы применяют в различных областях техники. Жидкий кислород используют во взрывном деле и как необходимый компонент топливной смеси в реактивных двигателях. Сжиженный воздух легко разделить на составляющие его газы для получения, например, азота. Проводники, охлажденные сжиженным газом, не оказывают сопротивления электрическому току. Это явление называется *сверхпроводимостью*. Сверхпроводники совсем не нагреваются при прохождении по ним тока, что позволяет получить колоссальную экономию электроэнергии.

77. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ И ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Молекулы жидкостей находятся на значительно меньших расстояниях друг от друга, чем молекулы газов, поэтому они сильнее взаимодействуют друг с другом. Силы межмолекулярного притяжения собирают молекулы жидкостей в небольшие группы. В этих группах наблюдается некоторое подобие порядка в расположении молекул, так называемый *«ближний порядок»*. Из-за такого расположения молекул строение жидкостей называют *квазикристаллическим*. Правда, такие группы чрезвычайно малы и состоят в основном из соседних молекул.

Они непрерывно перемещаются по всему объему жидкости, постоянно меняя форму и размеры. Отдельные группы молекул разрушаются и образуются новые группы, которые тоже недолговечны из-за непрерывного теплового движения молекул.

Расстояние, на котором данная молекула еще оказывает воздействие на окружающие ее молекулы, называется радиусом ее молекулярного действия.

Каждая молекула жидкости испытывает на себе притяжение соседних молекул, расположенных в сфере ее радиуса действия. Однако молекулы, расположенные на поверхности жидкости, и молекулы в ее глубине находятся в разных условиях. Молекула в глубине жидкости испытывает воздействие других молекул со всех сторон, поэтому равнодействующая сил, действующих со стороны других молекул на нее в глубине жидкости, равна нулю (рис. 77-1).

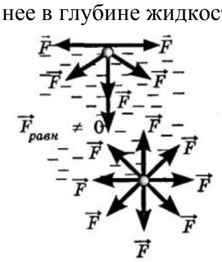


Рис. 77-1

В иных условиях находятся молекулы на поверхности жидкости. Они испытывают воздействие со стороны других молекул жидкости только сбоку и снизу, так как притяжение молекул газа над жидкостью во много раз слабее, чем молекул жидкости. Поэтому равнодействующая сил, действующих на молекулу поверхностного слоя со стороны молекул жидкости, не равна нулю и направлена вглубь жидкости (рис. 77-1).

Получается, что молекулы поверхностного слоя находятся в особом силовом поле, которое ослабевает по мере увеличения глубины жидкости и на некоторой глубине исчезает. Следовательно, молекулы поверхностного слоя обладают *дополнительной потенциальной энергией* по сравнению с молекулами в глубине жидкости.

Дополнительная потенциальная энергия, которой обладают молекулы поверхностного слоя по сравнению с остальными молекулами жидкости, называется поверхностной энергией. Поверхностная энергия относится к внутренней энергии жидкости.

Испытывая воздействие нескомпенсированной силы, направленной вглубь жидкости, молекулы поверхностного слоя стремятся «уйти» с поверхности вглубь, поэтому *свободная жидкость всегда стремится принять форму с минимальной площадью поверхности, т. е. сферическую*. Вследствие этого малые капли жидкости на гладкой, несмачиваемой жидкостью поверхности (например, капли ртути на стекле) принимают форму шариков, большие же слегка сплющиваются под действием силы тяжести (рис. 76-2). Если жидкость вытряхнуть из сосуда в условиях невесомости, то она тоже сразу примет форму шара.

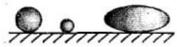


Рис. 77-2

Из-за стремления свободной поверхности жидкости к сокращению площади поверхности мыльная пленка, образованная на проволочном каркасе, стягивается, стремясь сократить площадь своей поверхности, как если бы на каждую единицу длины контура, ограничивающего ее, действовали силы Эти силы называют силами поверхностного натяжения $F_{п.н.}$ (рис. 77-3).

Способность каждой жидкости к сокращению своей поверхности характеризуется ее *поверхностным натяжением* σ (его еще называют *коэффициентом поверхностного натяжения*).

Поверхностное натяжение жидкости равно отношению силы поверхностного натяжения $F_{п.н.}$, *действующей на некоторый элемент контура, ограничивающего поверхность жидкости, к длине* l *этого контура,*

$$\boxed{\sigma = \frac{F_{п.н.}}{l}} \tag{77.1}$$

Рис. 77-3

Физический смысл поверхностного натяжения: *поверхностное натяжение численно равно силе поверхностного натяжения, действующей на каждую единицу длины контура, ограничивающего поверхность жидкости.*

Единица поверхностного натяжения в СИ – *ньютон, деленный на метр* (Н/м). Физический смысл этой единицы: *1 Н/м это поверхностное натяжение такой жидкости, у которой на каждый метр контура, ограничивающего ее поверхность, действует сила поверхностного натяжения 1 Н.*

Приведем пример. Поверхностное натяжение воды 0,073 Н/м. Это значит, что на каждый метр контура, ограничивающего поверхность воды, действует сила поверхностного натяжения, равная 0,073 Н.

Поверхностное натяжение жидкости – скалярная положительная величина. Она зависит от рода жидкости и ее температуры, а также от наличия примесей. Повышение температуры жидкости сопровождается уменьшением ее поверхностного натяжения, так как при этом ослабевают силы межмолекулярного взаимодействия. Величина поверхностного натяжения разных жидкостей при 0°С приводится в справочниках и задачниках по физике.

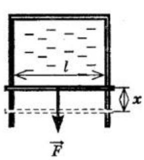


Рис. 77-4

Погрузим в жидкость с достаточно большим поверхностным натяжением проволочный каркас прямоугольной формы, одна сторона которого подвижна, а затем вынем его из жидкости. При этом на каркасе образуется пленка этой жидкости (рис. 77-4). Действуя осторожно на подвижную сторону каркаса с некоторой силой F, можно слегка растянуть пленку, увеличив ее поверхностную энергию на $\Delta E_П$.

Увеличение этой энергии произойдет за счет работы растяжения поверхности жидкости A, поэтому

$$\Delta E_П = A.$$

Пусть подвижная сторона каркаса длиной l передвинулась на расстояние x под действием силы F, сонаправленной с перемещением этой стороны. Эта сила равна по модулю силе поверхностного натяжения, поэтому

$$A = Fx = F_{п.н.}x,$$

где из (77.1) следует, что $F_{п.н.} = \sigma l$, поэтому

$$\Delta E_П = A = \sigma l x.$$

Здесь $lx = \Delta S$ – приращение площади пленки.

Тогда $\Delta E_П = \sigma \Delta S$, откуда

$$\boxed{\sigma = \frac{E_П}{\Delta S}}$$

– поверхностное напряжение, или *удельная поверхностная энергия жидкости*.

Другое определение поверхностного натяжения: *поверхностное натяжение жидкости равно отношению изменения ее поверхностной энергии к изменению площади ее поверхности при этом.*

Поверхностное натяжение жидкости определяет особенности движения капель, струй и потоков в различных трубках, процессы испарения жидкости и многие процессы в живых организмах. На использовании поверхностных явлений основаны различные технологические процессы, такие как смазка, смачивание и др.

78. СМАЧИВАНИЕ И НЕСМАЧИВАНИЕ

При соприкосновении жидкости с твердым телом наблюдается *смачивание* или *несмачивание* этого тела жидкостью. Будет ли данная жидкость смачивать твердое тело или нет, зависит от взаимодействия молекул жидкости, твердого тела и газа, с которым граничат поверхности этого тела и жидкости.

Когда жидкость смачивает поверхность твердого тела, то она растекается по ней, а когда не смачивает, то стягивается на этой поверхности в каплю.

Явления смачивания или несмачивания определяются величинами поверхностного натяжения между жидкостью и твердым телом, жидкостью и газом и твердым телом и газом.

Рассмотрим рис. 78-1.

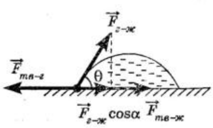


Рис. 78-1

Пусть капля на поверхности твердого тела находится в равновесии. Так будет, когда все силы поверхностного натяжения, приложенные к некоторому малому элементу Δl, контура, ограничивающего каплю, уравновешены. На элемент Δl контура действуют: сила поверхностного натяжения $F_{тв-г}=\sigma_{тв-г}\Delta l$, приложенная к элементу на границе твердое тело-газ, сила поверхностного натяжения $F_{тв-ж}=\sigma_{тв-ж}\Delta l$, приложенная к этому элементу на границе твердое тело-жидкость, и составляющая $F_{г-ж}\cos\theta=\sigma_{г-ж}\Delta l\cos\theta$ силы $F_{г-ж}$, приложенной к нему на границе жидкость-газ. Здесь $\sigma_{тв-г}$ – поверхностное натяжение на границе твердое тело-газ, $\sigma_{тв-ж}$ – поверхностное натяжение на границе твердое тело-жидкость и $\sigma_{ж-г}$ – поверхностное натяжение на границе жидкость-газ. Условие равновесия будет, когда

$$F_{тв-г}=F_{тв-ж}+F_{г-ж}\cos\theta$$

или $$\sigma_{тв-г}\Delta l=\sigma_{тв-ж}\Delta l+\sigma_{г-ж}\Delta l\cos\theta,$$

откуда

$$\cos\theta=\frac{\sigma_{тв-г}-\sigma_{тв-ж}}{\sigma_{г-ж}}.$$

Здесь θ – *краевой угол*, т. е. угол между касательными к поверхностям твердого тела и жидкости. Поскольку $\cos\theta$ всегда меньше или равен 1, равновесие может наблюдаться только тогда, когда

$$\frac{\sigma_{тв-г}-\sigma_{тв-ж}}{\sigma_{г-ж}}\le 1,$$

т. е. когда

$$\sigma_{тв-г}-\sigma_{тв-ж}\le\sigma_{г-ж}.$$

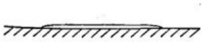


Рис. 78-2

Если разность $\sigma_{тв-г}-\sigma_{тв-ж}>\sigma_{г-ж}$, то жидкость на поверхности твердого тела не сможет оставаться в равновесии. Если при этом $\sigma_{тв-г}>\sigma_{тв-ж}+\sigma_{г-ж}$, то «растягивающее» действие силы $F_{тв-г}$ на границе твердое тело-газ превысит стягивающее действие сил $F_{тв-ж}$ на границе твердое тело-жидкость плюс $F_{ж-г}$ на границе жидкость-газ и жидкость растечется по поверхности твердого тела (рис. 78-2). Это явление называется *полным смачиванием*. При полном смачивании краевой угол θ = 0°.

Если $\sigma_{тв-ж}>\sigma_{тв-г}+\sigma_{г-ж}$, то стягивающая сила $F_{тв-ж}$ превысит растягивающие силы. В результате жидкость стягивается так, что соприкасается с поверхностью твердого тела в одной точке (рис. 78-3). Это явление называется *полным несмачиванием*. При полном несмачивании краевой угол θ = 180°.


Рис. 78-3

Полное смачивание наблюдается, если эфир капнуть на чистое стекло, а полное несмачивание, если на стекло попадет ртуть.

В зависимости от величин $\sigma_{тв-г}$, $\sigma_{тв-ж}$ и $\sigma_{ж-г}$ краевой угол θ может быть острым или тупым. Если $\sigma_{тв-г}$ больше $\sigma_{тв-ж}$, то $\cos\theta>0$ и θ – острый угол (рис. 78-4). Это явление называется *частичным смачиванием*. Если $\sigma_{тв-г}$ меньше $\sigma_{тв-ж}$, то $\cos\theta < 0$ и краевой угол θ тупой (рис. 78-5). Это явление называется *частичным несмачиванием*.

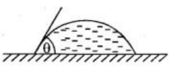


Рис. 78-4

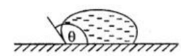


Рис. 78-5

На явлениях смачивания и несмачивания основан процесс отделения полезных ископаемых от пустой горной породы. Этот процесс называется *флотацией*.

В емкость с измельченной рудой добавляют специально подобранное масло, которое смачивает частицы полезного ископаемого и не смачивает пустую породу. Затем емкость заливают водой и продувают сквозь нее воздух. Пузырьки воздуха прилипают к частицам

полезного ископаемого, смазанным маслом, и поднимают их вверх, а пустая порода выпадает в осадок на дно емкости. В результате, на поверхности воды образуется пена, содержащая частицы полезного ископаемого. На этом же принципе основано действие всем известного мыла.

Благодаря несмачиванию смазанная жиром иголка может удерживаться на поверхности воды, не погружаясь в нее, а не очень толстый слой воды можно переносить в решете, если решето смазать парафином.

79. КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Узкие трубки, диаметр которых во много раз меньше их длины, называют *капиллярами*.

Если капилляр опустить в жидкость, которая смачивает его поверхность, то жидкость поднимется по капилляру и ее верхний уровень в капилляре расположится выше уровня жидкости в сосуде (рис. 79-1).

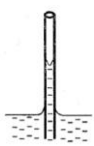


Рис. 79-1

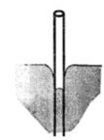


Рис. 79-2

Если капилляр опустить в жидкость, которая не смачивает его поверхность, то она, наоборот, опустится по капилляру так, что ее верхний уровень в капилляре расположится ниже ее уровня в сосуде (рис. 79-2).

Явления подъема жидкости по капилляру при смачивании и опускания при несмачивании называются капиллярными явлениями.

Капиллярные явления обусловлены силами поверхностного натяжения и искривлением поверхности жидкости. Такое искривление называется мениском. При смачивании мениск вогнутый, а при несмачивании выпуклый. При полном смачивании мениск имеет форму вогнутой полусферы, а при полном несмачивании – выпуклой полусферы.

Опустим капилляр в смачивающую его жидкость. Если смачивание полное, то силы поверхностного натяжения, приложенные к контуру, ограничивающему жидкость, будут направлены вдоль стенки капилляра вверх, поэтому и равнодействующая этих сил $\vec{F}_{п.н.}$ тоже будет направлена вверх (рис. 79-3). Под ее действием жидкость станет подниматься вверх по капилляру, пока не достигнет некоторой высоты h, на которой сила тяжести $m\vec{g}$, приложенная к столбику поднявшейся жидкости, окажется уравновешенной этой равнодействующей:

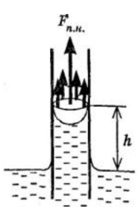


Рис. 79-3

$$mg = F_{п.н.}, \quad \text{где} \quad m = \rho V \quad \text{и} \quad V = \pi R^2 h.$$

Здесь m – масса столбика жидкости в капилляре, g – ускорение свободного падения, ρ – плотность жидкости, V – объем столбика жидкости в капилляре, R – радиус капилляра.

Из формулы (77.1) следует, что

$$F_{п.н.} = \sigma l = \sigma 2\pi R.$$

Тогда

$$g\rho\pi R^2 h = \sigma 2\pi R,$$

откуда

$$\boxed{h = \frac{2\sigma}{\rho g R}} \qquad (79.1)$$

Формула (79.1) позволяет определить высоту подъема жидкости в капилляре при смачивании или глубину ее опускания при несмачивании, если известны плотность жидкости ρ, ее поверхностное натяжение σ и радиус капилляра R.

Высота подъема жидкости в капилляре прямо пропорциональна ее поверхностному натяжению и обратно пропорциональна плотности жидкости и радиусу капилляра.

Капиллярные явления играют важную роль в снабжении растений влагой, которая поднимается по капиллярам почвы к их корням, а затем по капиллярам растения – к листьям и плодам. Капиллярная пропитка материалов применяется в различных процессах химической технологии. Капиллярные явления применяются в медицине, например, при взятии крови из пальца на анализ.

80. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ И АМОРФНЫЕ ТЕЛА

Кристаллическими называются твердые тела, молекулы и атомы которых расположены упорядоченно, образуя кристаллическую решетку.

В кристаллической решетке имеет место *периодическая повторяемость* расположения молекул и атомов во всех направлениях. Такое расположение молекул и атомов кристаллических тел соответствует минимуму их потенциальной энергии, поэтому является энергетически наиболее выгодным.

Кристаллы можно вырастить искусственно. Если при этом условия их выращивания одинаковы по всем направлениям, то выращенные кристаллы будут иметь форму правильных симметричных многогранников.

Крупные одиночные кристаллы называют *монокристаллами* (моно – один). Примерами монокристаллов могут служить кристаллы кварца, турмалина, сегнетовой соли. В естественных условиях монокристаллы встречаются редко.

Большинство природных кристаллических тел состоит из множества мельчайших и беспорядочно ориентированных кристалликов. Такие тела называют *поликристаллическими* (поли – много). К поликристаллам относятся металлы, глина, различные сплавы.

Основное свойство кристаллов – анизотропия, т. е. различие их физических свойств в разных направлениях. Так, кристаллы слюды трудно разрубить поперек, но легко разделить вдоль слоев, потому что их прочность в разных направлениях различна. Кристаллы турмалина в одном направлении прозрачны, а в другом – мутны. Поликристаллы анизотропны в пределах отдельных кристалликов, а в целом куске – изотропны, т. е. их физические свойства одинаковы во всех направлениях.

В современной науке и технике, и в особенности, в вычислительной технике нашли широкое применение *жидкие кристаллы* – жидкости, у которых молекулы располагаются упорядоченно, образуя достаточно длинные спиральные цепи.

Если частицы, из которых состоит кристалл, представить в виде одинаковых шаров, расположенных вплотную друг к другу и удерживаемых силами взаимного притяжения, то из таких шаров можно построить правильные многогранники самой разнообразной формы (рис. 80-1).

Такая система шаров соответствует минимуму их потенциальной энергии и поэтому наиболее устойчива. Подобное расположение частиц называют плотной упаковкой. На возможность построения модели кристаллов в виде плотно упакованных шаров указывал еще в XVIII веке М. В. Ломоносов. При плотной упаковке второй слой шаров укладывается в лунки первого слоя, третий – в лунки второго и т. д. При этом слои шаров смещаются относительно друг друга в пространстве. С помощью такой модели можно сконструировать кристаллы самой разной формы, причем не обязательно, чтобы все шары были одинакового размера.

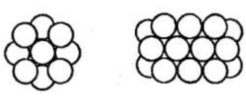


Рис. 80-1

Любой кристалл представляет собой совокупность повторяющихся в пространстве одинаковых *элементарных кристаллических ячеек* (рис. 80-2). Длина ребра такой ячейки называется *периодом кристаллической решетки*. В зависимости от периода решетки и угла между ее гранями получаются кристаллы самой различной формы.

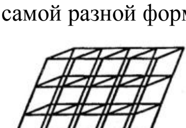


Рис. 80-2

Классификацию кристаллов по их форме и частицам, расположенным в узлах кристаллической решетки, впервые произвел русский ученый Е. С. Федоров.

В зависимости от природы частиц, располагающихся в узлах кристаллической решетки, все кристаллы делят на четыре группы:

1) *ионные кристаллы* – кристаллы, у которых в узлах кристаллической решетки располагаются положительные и отрицательные ионы, которые удерживаются силами кулоновского притяжения и отталкивания. Примером

ионных кристаллов являются кристаллы поваренной соли;

2) *атомные кристаллы* – кристаллы, у которых в узлах кристаллических решеток располагаются нейтральные атомы, удерживаемые ковалентной связью, при которой соседние атомы имеют общие электроны. Примером атомных кристаллов служат кристаллы самых распространенных полупроводников – германия и кремния;

3) *металлические кристаллы* – кристаллы, у которых в узлах решеток располагаются положительные ионы, а между ними внутри решеток беспорядочно движутся свободные электроны, образуя «электронный газ», подобный идеальному одноатомному газу. Ионы в узлах решеток удерживаются отрицательным «электронным газом», а сами электроны удерживаются в пределах кристаллических решеток притяжением к положительными ионам. Такие кристаллические решетки имеют все металлы;

4) *молекулярные кристаллы* – кристаллы, в узлах решеток которых располагаются молекулы, удерживаемые силами межмолекулярного взаимодействия, имеющими электромагнитное происхождение. К молекулярным кристаллам относятся кристаллы льда, газов в твердом состоянии при температурах, близких к абсолютному нулю, жидкие кристаллы.

Все кристаллы, как моно- так и поликристаллы, имеют *температуру* плавления, которая в процессе плавления не изменяется. По наличию такой температуры, остающейся постоянной в процессе перехода вещества из твердого состояния в жидкое, можно отличить кристаллическое вещество от аморфного, у которого температура при плавлении изменяется.

Одно и то же вещество в кристаллическом состоянии может иметь две или более разновидности с разными физическими свойствами. Это явление называется *полиморфизмом*. Примером полиморфизма может служить способность углерода образовывать такие разные по их свойствам кристаллы алмаза и графита. Меняя давление и температуру в процессе выращивания кристалла можно получить его разные модификации с разными физическими свойствами – с разной теплопроводностью, прозрачностью, точкой плавления и др. Например, при давлении в 10000 атмосфер можно получить лед с температурой плавления 80°С – так называемый *«горячий» лед*. Плотность такого льда значительно превосходит плотность воды и льда при атмосферном давлении.

Строение кристаллических тел изучается методами *рентгеноструктурного анализа, нейтронографии, электронографии* и представляет для науки огромный интерес, позволяя проникнуть в тайны строения материи. Эти методы состоят в том, что сквозь кристалл пропускают пучки электронов, нейтронов или рентгеновских лучей, которые отражаются от узлов кристаллической решетки при столкновении с ними или рассеиваются на них. Отраженные частицы или лучи Рентгена попадают на фотопленку, где образуется изображение, показывающее, как располагаются частицы в узлах решеток.

Существуют электронные проекторы, с помощью которых можно визуально (т. е. непосредственно глазами) наблюдать на экране картину расположения частиц в кристалле. Для этого исследуемый кристалл заостряют и с его острого конца сильным электрическим полем вырывают электроны, которые, ударяясь об экран, вызывают его свечение. Расположение вспышек (сцинтилляций) на экране демонстрирует картину распределения в узлах кристаллических решеток атомов, потерявших свои электроны.

К аморфным относятся твердые вещества, которые изотропны, т. е. их физические свойства одинаковы во всех направлениях. У аморфных веществ нет порядка в расположении молекул и атомов по всему объему аморфного тела, а существует лишь некоторая упорядоченность в расположении самых близких, соседних молекул и атомов – так называемый «ближний порядок», подобный тому, который существует у жидкостей. Поэтому аморфные вещества иногда называют *переохлажденными жидкостями*. Однако у жидкостей соседние молекулы могут меняться местами друг с другом, поэтому жидкости обладают текучестью, тогда как у твердых аморфных веществ такой обмен невозможен из-за очень большой вязкости. Аморфные тела не имеют точки плавления – температуры, при которой они плавятся. При нагревании делаются все мягче и мягче, пока не станут жидкостью. К аморфным веществам относятся смолы, пластмассы, стекло, каучук и др. вещества.

81. ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ. ОБРАЗОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ В ПРИРОДЕ И ТЕХНИКЕ

В природных кристаллах всегда встречаются *макроскопические и микроскопические дефекты кристаллической решетки*. К макроскопическим дефектам относятся трещинки, крупные посторонние включения, раковины и изломы, к микроскопическим – отсутствие в узле решетки атома или замена его посторонним атомом. Существуют так называемые дислокации – дефекты решетки, связанные с неправильным чередованием атомных плоскостей, из-за чего весь кристалл оказывается искаженным. Дефекты в кристаллах влияют на их физические свойства, и в частности на прочность кристаллов, поскольку наличие поверхностных и объемных трещин сильно понижает ее.

Для увеличения прочности кристаллов иногда в процессе их выращивания в них вводят посторонние атомы, которые препятствуют расползанию трещин по кристаллу. Например, в расплав металла вводят атомы хрома или вольфрама. Этот метод называют *легированием*. Повышают прочность кристаллов, превращая их сначала в мельчайшую пыль, которую затем расплавляют, после чего очень быстро охлаждают. При такой скоростной кристаллизации под давлением получают слитки, обладающие чрезвычайно высокой прочностью. Существуют и другие способы повышения прочности металлов: *наклеп*, *протяжка*, *закалка*.

В земных условиях вырастить бездефектный монокристалл чрезвычайно трудно, поскольку даже в условиях высокого вакуума действие силы тяжести приводит к возникновению дислокаций и поломок кристаллических решеток. А вот в условиях невесомости можно выращивать кристаллические нити любой длины, имеющие значительно меньше дефектов, чем при выращивании их на Земле.

Кристаллы очень распространены в природе, особенно поликристаллы, примером которых служит простая глина. Одиночные монокристаллы находят в горных породах, и иногда их возраст соответствует возрасту земного шара. Вероятно, такие кристаллы образовались в процессе затвердевания расплавленной земной коры. Некоторые кристаллы можно вырастить искусственно из пересыщенных растворов солей, например кристаллы поваренной соли. В природе существуют и весьма недолговечные кристаллы, например, снежинки, возникающие при охлаждении водяного пара.

В клетках человеческого организма имеются молекулы ДНК, расположенные группами в строго определенном порядке, причем длина такой группы молекул может достигать нескольких сантиметров. Такие группы молекул можно рассматривать как особые кристаллы. А поскольку молекула ДНК содержит программу развития живого организма, значит, кристаллы распространены не только в неживой природе, но и играют большую роль в жизненно важных процессах.

82. ПЛАВЛЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И АМОРФНЫХ ТЕЛ

Плавление – это процесс перехода вещества из твердого состояния в жидкое. Обратный процесс называется отвердеванием. Отвердевание кристаллических тел называется кристаллизацией.

Процессы плавления и отвердевания у кристаллических и аморфных тел протекают по-разному.

Рассмотрим процесс плавления кристаллического вещества с позиций молекулярно-кинетической теории. При нагревании твердого кристаллического вещества энергия нагревателя идет на увеличение средней кинетической и средней потенциальной энергий его молекул. А поскольку увеличивается кинетическая энергия молекул, повышается и температура тела. При этом усиливается тепловое движение молекул и увеличивается расстояние между ними.

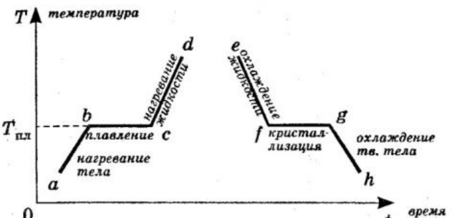


Рис. 82-1

На рис. 82-1 изображен график зависимости температуры T кристаллического тела от времени t, в течение которого ему передается тепло от нагревателя. На этом графике участок ab соответствует процессу нагревания твердого кристаллического вещества. Мы видим, что его температура увеличивается с течением времени линейно. Но так будет, пока оно твердое.

При достижении некоторой достаточно высокой температуры, *называемой температурой или точкой* *плавления* $T_{пл}$, колебания молекул в узлах кристаллических решеток настолько усилятся, что начнется процесс разрушения этих решеток. Этот момент обозначен на графике точкой b.

Температура плавления у разных кристаллических веществ различна. Ее можно отыскать в справочниках и задачниках по физике.

При достижении температуры плавления начинается сам процесс плавления. В процессе плавления энергия нагревателя расходуется только на увеличение средней потенциальной энергии молекул, а их средняя кинетическая энергия остается неизменной в течение всего процесса плавления. А поскольку температура тела определяется только средней кинетической энергией его молекул, то она в течение всего процесса плавления остается неизменной, пока оно полностью не расплавится. Увеличение средней потенциальной энергии молекул сопровождается разрушением кристаллических решеток вещества. Это и есть процесс плавления. Ему соответствует на графике участок bc.

Как только все решетки разрушатся, т. е. все тело расплавится и станет жидким, чему соответствует точка с графика, энергия нагревателя вновь будет идти не только на увеличение средней потенциальной энергии молекул вещества, но и на увеличение их средней кинетической энергии, поэтому температура уже жидкости станет повышаться, т. е. она будет нагреваться. Этому процессу соответствует участок cd графика.

Если в некоторый момент времени выключить нагреватель, то начнется процесс охлаждения жидкости. Ему соответствует ef участок графика. В процессе ее охлаждения будет выделяться та энергия, которая была поглощена жидкостью в процессе ее нагревания. При охлаждении жидкости будет уменьшаться как средняя потенциальная, так и средняя кинетическая энергия молекул вещества, поэтому температура жидкости будет понижаться, пока не достигнет температуры кристаллизации, равной температуре плавления (точка f графика).

При падении температуры до точки кристаллизации начнется процесс восстановления кристаллических решеток, т. е. кристаллизация. При этом будет выделяться та энергия нагревателя, которая была поглощена при разрушении решеток. В процессе кристаллизации будет уменьшаться только средняя потенциальная энергия молекул. А их средняя кинетическая энергия изменяться не будет, поэтому и температура тела будет оставаться постоянной, пока все решетки не восстановятся, т. е. пока все вещество не станет твердым. Этому процессу соответствует участок fg графика.

В дальнейшем будет происходить охлаждение уже твердого кристаллического тела (участок gh), при котором будет уменьшаться как средняя потенциальная, так и средняя кинетическая энергии молекул, поэтому температура тела будет понижаться. В этом процессе охлаждения твердого тела выделится та энергия, которая была им поглощена при нагревании.

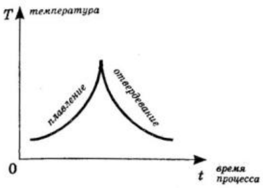


Рис. 82-2

При плавлении кристаллического вещества выполняются законы:

а) температура плавления данного вещества равна его температуре кристаллизации;

б) в процессах плавления и кристаллизации температура остается неизменной;

в) сколько энергии было поглощено веществом при плавлении, столько же выделится при кристаллизации;

г) время плавления данной массы вещества равно времени его кристаллизации.

Аморфные вещества не имеют температуры плавления и кристаллизации. Процессы плавления и отвердевания у них происходят постепенно и плавно (рис. 82-2). Получая энергию от нагревателя, твердое аморфное вещество делается все мягче и мягче, пока совсем не расплавится. И также постепенно оно становится все тверже и тверже, пока совсем не затвердеет. При этом выделится столько же тепла, сколько данная масса аморфного вещества поглотила при плавлении.

83. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ: УПРУГОСТЬ, ПРОЧНОСТЬ, ПЛАСТИЧНОСТЬ, ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ТЕЛ

Упругость

Упругость – это свойство тел изменять свою форму и размеры, под действием внешних сил и самопроизвольно восстанавливать их после прекращения внешнего воздействия.

Наличие у тел упругости объясняется тем, что под действием силы, приложенной к упругому телу, его атомы и молекулы смещаются относительно своих равновесных положений. Это явление сопровождается увеличением их потенциальной энергии на величину, равную работе внешних сил по изменению объема и формы тела. После прекращения внешнего воздействия избыточная потенциальная энергия молекул и атомов тела превращается в кинетическую энергию их колебательного движения. При этом внутренняя энергия тела увеличивается и оно нагревается.

Теория упругости твердых тел позволяет рассчитывать прочность сооружений в строительном и горном деле, авиа- и ракетостроении, сейсмологии и биомеханике.

Прочность

Прочность – это свойство тел сопротивляться разрушению, а также необратимому изменению их формы при воздействии внешних сил.

Природа прочности обусловлена силами взаимодействия молекул, имеющими электромагнитное происхождение.

Чтобы тело разрушить, надо на частицы, расположенные вдоль поверхности тела, по которой проходит разрушение, подействовать с силой, превосходящей их взаимное притяжение. При этом разрушению всегда предшествует упругая деформация, а затем пластическая, после чего напряжение в теле достигает предела прочности. При превышении этого предела тело быстро разрушается.

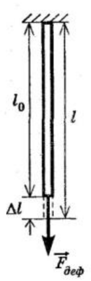


Рис. 83-1

Введем понятия *относительной деформации* ε и *механического напряжения* σ. Пусть цилиндрический стержень длиной l_0 с площадью поперечного сечения S удлинился в пределах упругой деформации на $\Delta l = l - l_0$, где l – его конечная длина (рис. 83-1). *Величина, равная изменению всей длины, стержня, называется абсолютным удлинением или абсолютной деформацией стержня.* Это та величина, которую мы в законе Гука $F_{упр} = -kx$ обозначили буквой x.

По величине абсолютной деформации нельзя судить о степени деформации тела, т. е. нельзя сказать, легко ли его растянуть или сжать, так как при одинаковой абсолютной деформации способность к растяжению и сжатию у разных тел различна. То тело, которое короче, при одинаковой абсолютной деформации растягивается сильнее. Поэтому для характеристики способности тела к деформации вводят понятие относительной деформации.

Относительная деформация определяется отношением абсолютной деформации к первоначальной длине тела:

$$\boxed{\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}} \qquad (83.1)$$

Физический смысл относительной деформации: *относительная деформация равна относительному изменению единицы длины тела. Это скалярная, положительная и безразмерная величина.*

Под действием деформирующей силы в теле возникает напряжение.

Напряжение в теле определяется отношением деформирующей его силы $F_{деф}$ *к площади поперечного сечения тела* S:

$$\sigma = \frac{F_{деф}}{S} \qquad (83.2)$$

Физический смысл напряжения: *напряжение в теле численно равно деформирующей силе, действующей на каждую единицу площади его поперечного сечения.*

Напряжение – скалярная положительная величина. Единица напряжения в СИ – *паскаль* (Па = Н/м^2).

При упругих деформациях растяжения и сжатия отношение относительной деформации е к напряжению, а в деформируемом теле есть величина постоянная для данного вещества, не зависящая от формы и размеров изготовленной из него детали:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = const \qquad (83.3)$$

Величина E называется *модулем упругости* или *модулем Юнга* вещества, из которого изготовлена деталь.

Подставив (83.1) и (83.2) в (83.3), мы получим закон Гука, записанный в следующем виде:

$$E = \frac{l_0 F_{деф}}{\Delta l S} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{E}\frac{F_{деф}}{S}}$$

Закон Гука: *в пределах упругой деформации относительная деформация прямо пропорциональна напряжению в детали.*

Поскольку относительная деформация тела $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$ – величина безразмерная, то согласно (83.3) *модуль Юнга измеряется в СИ в тех же единицах, что и напряжение, т. е. в паскалях*. Кроме того, из этой же формулы следует, что, когда абсолютное удлинение Δl равно первоначальной длине l_0, т. е. когда тело удлиняется вдвое в пределах упругой деформации и его относительное удлинение станет равно:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = 1,$$

то модуль Юнга E будет равен напряжению в детали σ. Действительно, когда

Физический смысл модуля упругости (модуля Юнга): *модуль упругости численно равен напряжению в детали при удлинении ее вдвое в пределах упругой деформации.*

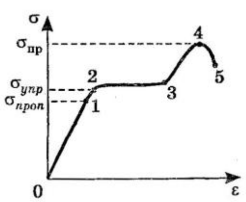


Рис. 83-2

Понятно, что у большинства твердых тел при попытке их удлинить вдвое напряжение достигает огромной величины, поэтому у большинства веществ модуль Юнга достаточно велик. Так, модуль Юнга хромоникедевой стали равен 2,1·10^{11} Па, модуль Юнга алюминия – 7,0·10^7 Па. Модуль Юнга большинства технических материалов определяется экспериментально на специально созданных стендах и для каждого вещества приводится в справочной литературе.

Рассмотрим график зависимости напряжения σ от относительного удлинения детали $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ (рис. 83-2). При небольших относительных деформациях (участок 0-1 графика) выполняется закон Гука, т. е. между напряжением σ и относительным удлинением ε сохраняется прямо пропорциональная зависимость.

Максимальное напряжение, при котором еще выполняется закон Гука, называется пределом пропорциональности $\sigma_{проп}$ данного материала.

При переходе за предел пропорциональности деформация становится нелинейной, однако при снятии нагрузки форма и размеры детали практически восстанавливаются (участок 1-2) графика.

Если продолжать увеличивать нагрузку, то деформация необратимо переходит в пластическую. *Максимальное напряжение $\sigma_{упр}$, при превышении которого упругая деформация необратимо переходит в пластическую, называется пределом упругости (точка 2 графика).* Предел упругости превышает предел пропорциональности на сотые доли процента.

При некотором достаточном напряжении, уже превосходящем предел упругости, удлинение тела может происходить практически без дальнейшего увеличения напряжения (горизонтальный участок графика 2-3). Это явление называется текучестью материала.

При дальнейшем увеличении относительного удлинения напряжение в детали быстро растет и достигает максимума $\sigma_{пр}$ (участок 3-4), после чего начинается разрушение детали (участок 4-5).

Напряжение $\sigma_{пр}$, *при котором происходит разрушение тела, называется пределом прочности детали* (точка 4 графика).

Все сооружения и конструкции должны эксплуатироваться при напряжениях, значительно меньших их предела прочности.

Число n, показывающее, во сколько раз допустимое напряжение σ меньше предела прочности $\sigma_{пр}$ данного сооружения или конструкции, называется его запасом прочности:

$$\boxed{n = \frac{\sigma_{пр}}{\sigma}}$$

Запас прочности зависит от материала, из которого изготовлено сооружение или деталь, характера нагрузок, испытываемых ими, последствий разрушений, и др. и колеблется от 1,5 до десятков. Так, запас прочности рельсовой стали должен быть не менее десяти.

Материалы, разрушение которых происходит без предшествующей ему пластической деформации, называются хрупкими. У них на графике отсутствует горизонтальный участок 2-3. К хрупким материалам относятся фарфор, мрамор, чугун и др. При температурах, близких к абсолютному нулю, многие материалы изменяют свои физические свойства и становятся хрупкими, даже резина. При сверхнизких температурах ее можно расколоть молотком.

Теория упругости твердых тел лежит в основе расчетов на прочность материалов в строительном и горном деле, авиа- и ракетостроении, сейсмологии, биомеханике и других науках. Объектами теории упругости являются разнообразные тела: механизмы, конструкции, сооружения, горные и ледяные массивы и т. д., подверженные действию сил, температурных полей, радиоактивных облучений, изменяющих их физические свойства.

Пластичность

Пластичность это свойство тел сохранять деформацию после прекращения действия деформирующей силы. У таких тел на графике рис. 82-2 отсутствует участок 0-2, т. е. точки 0 и 2 совпадают.

Пластичными должны быть вещества, подвергающиеся ковке, штамповке, прокату. Учет пластичности веществ необходим при расчете прочности сооружений.

. Усилить пластичность веществ можно их нагреванием. Например, упругая сталь при нагревании становится пластичной и легче поддается обработке.

При пластической деформации молекулы и атомы в узлах кристаллической решетки смещаются относительно положения равновесия, но разрушения кристаллической решетки еще не происходит, хотя отдельные слои кристаллов начинают проскальзывать относительно друг друга. Скольжение таких слоев начинается там, где есть нарушения периодичности решеток. Каждый кристалл из-за анизотропии имеет свои направления наиболее легкого проскальзывания слоев. У поликристаллов пластические деформации начинаются при больших напряжениях, чем у монокристаллов, поэтому поликристаллы прочнее.

Тепловое расширение тел

Все тела при нагревании расширяются, а при охлаждении сжимаются. Исключение составляет только вода в интервале температур от 0 до 4°С.

При нагревании воды от 0°С она сжимается и при температуре 4°С имеет максимальную плотность несоответственно, минимальный для данной массы воды объем. При дальнейшем нагревании воды, т. е. выше 4°С, она начинает расширяться, а при охлаждении ниже 0°С лед начинает сжиматься, как и все остальные вещества.

Благодаря этой особенности воды существует жизнь на Земле, которая зародилась, как известно, в воде. При понижении осенью температуры воздуха и воды до 4°С верхние слои воды, приобретая такую температуру, становятся наиболее плотными и тяжелыми и опускаются на дно водоема. Там они и остаются всю зиму, а над ними располагаются более холодные и легкие слои с температурой 3, 2, 1, 0°С, а выше – лед. Поскольку вода плохо проводит тепло, то на дне глубоких водоемов всю зиму сохраняется температура 4°С, при которой возможна жизнь рыб и других организмов.

При нагревании тел увеличиваются промежутки между молекулами, поэтому увеличиваются их линейные размеры, т. е. длина, ширина, высота, диаметр и т. д. Зависимость длины тела от температуры устанавливает следующая формула:

$$\boxed{l = l_0\left(1+\alpha t^\circ\right)} \quad \text{или} \quad \boxed{l = l_0\left(1+\alpha\Delta t\right)} \qquad (83.4)$$

где $\Delta T = T - T_0$, $T_0 = 273\,K$.

Здесь l – длина тела при температуре $t°C$ или T, l_0 – длина при 0°С = 273 К, ΔT – изменение температуры тела (по Цельсию или Кельвину, все равно), $\Delta\alpha$ – температурный коэффициент линейного расширения вещества.

Физический смысл температурного (термического) коэффициента линейного расширения: *температурный коэффициент линейного расширения вещества численно равен относительному изменению длины при нагревании вещества на один кельвин*:

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 \Delta T} = \frac{\Delta l}{l_0 \Delta T}.$$

Температурный коэффициент линейного расширения – скалярная положительная величина. *В СИ он измеряется в кельвин в минус первой степени* ($К^{-1}$). Температурный коэффициент линейного расширения разных веществ приводится в справочной литературе.

Вследствие линейного расширения тел при нагревании их объем увеличивается. Зависимость объема тел от температуры определяет формула:

$$V = V_0\left(1+\beta t^\circ\right) \quad \text{или} \quad V = V_0\left(1+\beta\Delta t\right), \qquad (83.5)$$

где $\Delta T = T - T_0$, $T_0 = 273\,K$.

Здесь V – объем тела при температуре $t°C$ или T, V_0 – его объем при 0°С или 273 К, ΔT – изменение температуры, β – температурный коэффициент объемного расширения твердого тела.

Физический смысл температурного коэффициента объемного расширения: *температурный коэффициент объемного расширения численно равен относительному изменению объема тела при его нагревании на один кельвин*,

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 \Delta T} = \frac{\Delta V}{V_0 \Delta T}.$$

Между линейным и объемным температурными коэффициентами одного и того же твердого вещества имеет место соотношение:

$$\boxed{\beta = 3\alpha} \qquad (83.6)$$

Коэффициент объемного расширения твердого вещества равен его утроенному коэффициенту линейного расширения. Единица в СИ тоже $К^{-1}$.

Поскольку жидкости не имеют собственных линейных размеров, так как не сохраняют форму, их тепловое расширение определяет только формула (83.5).

Коэффициент объемного расширения жидкостей β – постоянная для каждой жидкости величина, имеющаяся в справочной литературе. Коэффициент объемного расширения твердых веществ в справочниках не приводится, так как его можно вычислить, утроив взятый из справочника коэффициент линейного расширения данного вещества.

Поскольку масса тела при нагревании не меняется, но его объем увеличивается, значит, плотность этого тела при нагревании уменьшается. Пусть плотность и объем тела при 273 К были равны, соответственно, ρ_0 и V_0, а при температуре T К они стали равны, соответственно, ρ и V.

Поскольку $m = \rho_0 V_0$ и $m = \rho V$, то $\rho_0 V_0 = \rho V$, откуда

$$\rho = \frac{\rho_0 V_0}{V} = \frac{\rho_0 V_0}{V_0\left(1+\beta\left(T - T_0\right)\right)} \quad \text{или}$$

$$\boxed{\rho = \frac{\rho_0}{1+\beta\left(T - T_0\right)}} \quad \text{или} \quad \boxed{\rho = \frac{\rho_0}{1+\beta t^\circ}} \qquad (83.7)$$

Формула (83.7) выражает зависимость плотности вещества от температуры.

Плотность твердых и жидких веществ при 0°С приводится в справочной литературе. Плотность газов, близких к идеальному, при данной температуре можно определить, воспользовавшись уравнением Менделеева-Клапейрона:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT}.$$

84. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ И СПОСОБЫ ЕЕ ИЗМЕНЕНИЯ. КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛА. УДЕЛЬНАЯ И МОЛЯРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ. УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОТА ПЛАВЛЕНИЯ, ПАРООБРАЗОВАНИЯ И СГОРАНИЯ

Мы приступаем к рассмотрению основ *термодинамики* – раздела физики, в котором свойства тел изучаются вне зависимости от движения отдельных молекул, из которых состоят тела, а рассматриваются законы, по которым происходит переход тепловой энергии от одних тел к другим с целью использования этой энергии для производства работы или, наоборот, совершения работы для получения тепловой энергии. Практическое применение законов термодинамики огромно, поскольку превращение тепловой энергии в ее иные виды сопутствует всем явлениям природы и жизни людей

Термодинамика – раздел физики, в котором изучаются наиболее общие свойства макроскопических систем, т. е. систем, состоящих из огромного количества микроскопических частиц, а также закономерности перехода тепловой энергии от одних тел к другим.

Термодинамической системой может быть названа любая система тел или частиц, в том числе и молекул. Если эта система не взаимодействует с другими телами или системами тел, то она называется *изолированной (замкнутой).*

Одним из важнейших параметров, описывающих состояние термодинамической системы, является ее *внутренняя энергия* U .

Внутренняя энергия тела равна сумме кинетических энергий движения его молекул и потенциальных энергий их взаимодействия:

$$\boxed{U = \sum_{i=1}^{N} E_{K_i} + \sum_{i=1}^{N} E_{\Pi_i}}$$

Здесь $\sum_{i=1}^{N} E_{K_i}$ – сумма кинетических энергий всех молекул тела от 1-ой до *N*-ой, $\sum_{i=1}^{N} E_{\Pi_i}$ – сумма всех потенциальных энергий их взаимодействия.

Внутренняя энергия идеального газа равна сумме только кинетических энергий его молекул, ведь молекулы идеального газа не взаимодействуют на расстоянии. Как известно из молекулярной физики, мерой кинетической энергии поступательного движения молекул является температура. Поэтому внутренняя энергия данной массы идеального газа зависит только от одного параметра – ее температуры. Вывод формулы внутренней энергии идеального газа сделан в п. 86.

Внутренняя энергия реальных газов, жидких и твердых тел помимо суммы кинетических энергий их молекул, включает в себя и сумму их потенциальных энергий. А потенциальная энергия молекул зависит от расстояний между ними, т. е. от объема тел. Поэтому внутренняя энергия тел как термодинамических систем в общем случае определяется их объемом и температурой.

Изменить внутреннюю энергию термодинамической системы можно двумя различными путями: путем совершения работы или путем теплопередачи.

Теплопередачей (или теплообменом) называют передачу тепловой энергии от одной термодинамической системы другой без совершения работы и при этом тепловая энергия не превращается в другие формы энергии.

Возможны три разных способа теплопередачи: *теплопроводность, конвекция и излучение.*

Теплопроводность – это передача тепла от горячего тела холодному при их непосредственном соприкосновении.

Конвекция – это передача тепла путем взаимного перемещения теплых и холодных слоев жидкости или газа. При этом теплые слои как более легкие поднимаются вверх, а на их место сверху опускаются более тяжелые холодные слои, которые нагреваются и тоже поднимаются вверх, и т. д. Таким путем нагревается воздух в комнате от горячей батареи.

Излучение – это передача тепла с помощью электромагнитных волн. Так, тепло от Солнца мы получаем, благодаря излучаемым Солнцем инфракрасным лучам, которые переносят его на Землю через холод космического пространства на расстояние в 150 миллионов километров.

При теплопередаче на границе между горячим и холодным телами молекулы горячего тела отдают часть своей кинетической энергии молекулам холодного тела и поэтому начинают двигаться медленнее, а молекулы холодного тела – быстрее. Из-за этого температура горячего тела понижается, а холодного повышается и в конце процесса теплопередачи их температуры выравниваются.

В процессе теплообмена одни тела отдают, а другие получают некоторое количество теплоты Q.

Количество теплоты – это мера изменения внутренней энергии тела, не связанного с совершением работы и переносом вещества.

Количество теплоты – скалярная величина. В СИ количество теплоты измеряется в тех же единицах, что работа и энергия, т. е. в джоулях. В старой учебной и научной литературе встречаются внесистемные единицы количества теплоты: *калория* (сокр. кал) и *килокалория* (ккал). Полезно знать, что 1 кал = 4,186 Дж и 1 ккал = 4186 Дж.

Если до передачи теплоты внутренняя энергия тела была U_1, а после передачи она стала равна U_2, то переданное этому телу количество теплоты Q без совершения механической работы равно:

$$\boxed{Q = U_2 - U_1} \quad \text{при} \quad A = 0\,. \tag{84.1}$$

А. Удельная теплоемкость

Для одинакового изменения температуры тел, имеющих одинаковую массу, но изготовленных из разных веществ, требуется разное количество теплоты. Так, чтобы нагреть 1 кг воды на 1 К требуется 4186 Дж теплоты, а чтобы нагреть 1 кг свинца тоже на 1 К требуется только 130 Дж теплоты. Способность разных веществ к поглощению теплоты при их нагревании характеризуется удельной теплоемкостью веществ.

Удельная теплоемкость вещества с равна отношению количества теплоты Q, полученной им при нагревании, к массе вещества т и изменению его температуры $\Delta T = T_2 - T_1$:

$$\boxed{c = \frac{Q}{m\Delta T}} \quad \text{или} \quad \boxed{c = \frac{Q}{m\left(T_2 - T_1\right)}} \tag{84.2}$$

Поскольку изменение температуры по шкале Кельвина равно изменению температуры по шкале Цельсия $\Delta T \ \ K = \Delta t°C$, то формулу удельной теплоемкости можно записать и так:

$$\boxed{c = \frac{Q}{m\Delta t°}} \quad \text{или} \quad \boxed{c = \frac{Q}{m\left(t_2° - t_1°\right)}} \tag{84.3}$$

Физический смысл удельной теплоемкости: *удельная теплоемкость равна количеству теплоты, поглощаемому веществом при нагревании его единицы массы на один кельвин*.

Поскольку при охлаждении данной массы вещества выделяется такое же количество теплоты, какое поглощается при нагревании на столько же кельвин, то физический смысл удельной теплоемкости состоит также в следующем: *удельная теплоемкость вещества равна количеству теплоты, которое выделится при охлаждении единицы массы вещества на один кельвин*.

Удельная теплоемкость – скалярная величина. Ее единица в СИ *джоуль на килограмм – кельвин* (Дж/(кг·К).

Удельная теплоемкость чугуна *с* = Дж/(кг·К). Это значит, что для нагревания 1 кг чугуна на 1 К ему требуется передать 500 Дж тепловой энергии или что при охлаждении 1 кг чугуна на 1 кельвин он выделит 500 Дж тепловой энергии.

Удельная теплоемкость разных веществ приведена в справочной литературе.

Иногда в условии задачи речь идет не об удельной теплоемкости вещества, а о *теплоемкости тела* C_T (отсутствует слово «удельная»). Это совсем другая величина.

Теплоемкость тела это величина, равная отношению количества теплоты Q*, поглощенной телом при нагревании, к изменению его температуры* ΔT *при этом*:

$$\boxed{C_T = \frac{Q}{\Delta T}} \quad \boxed{C_T = \frac{Q}{\left(T_2 - T_1\right)}} \quad \text{или} \quad \boxed{C_T = \frac{Q}{\Delta t}}$$

$$\boxed{C_T = \frac{Q}{t_2{\circ} - t_1{\circ}}} \qquad (84.4)$$

Физический смысл теплоемкости тела: *теплоемкость тела равна количеству теплоты, поглощенному телом при нагревании или выделенному при его охлаждении на 1 кельвин*.

Теплоемкость тела – скалярная величина, зависящая от вещества и массы тела. Ее единица в СИ – *джоуль на кельвин* (Дж/К). Понятно, что эта величина в справочниках не приводится, ведь массы тел из одного и того же вещества, т. е. с одинаковой удельной теплоемкостью, могут быть разными.

Из сравнения формул (84.3) и (84.4) следует, что теплоемкость тела равна произведению удельной теплоемкости вещества, из которого оно изготовлено, и массы этого тела:

Из формул (84.2) – (84.4) можно определить количество теплоты Q, которое поглощается телом при нагревании или выделяется при охлаждении, если известны удельная теплоемкость, масса вещества или его теплоемкость и изменение температуры:

$$\boxed{Q = cm\Delta T} \quad \text{или} \quad \boxed{Q = cm\left(T_2 - T_1\right)} \quad \boxed{Q = cm\Delta t{\circ}} \quad \text{или} \quad \boxed{Q = cm\left(t_2{\circ} - t_1{\circ}\right)} \qquad (84.5)$$

$$\boxed{\left.\begin{aligned} &Q = C_T \Delta T \quad \text{или} \quad Q = C_T\left(T_2 - T_1\right) \\ &Q = C_T \Delta t{\circ} \ \ \text{или} \ \ Q = C_T\left(t_2{\circ} - t_1{\circ}\right) \end{aligned}\right\}} \qquad (84.6)$$

Б. Молярная теплоемкость

Кроме удельной теплоемкости, способность вещества поглощать или выделять теплоту при нагревании или охлаждении характеризуется *молярной теплоемкостью С*.

Молярная теплоемкость это физическая величина, равная отношению количества теплоты Q*, поглощенного веществом при нагревании или выделенного при охлаждении, к количеству молей* ν *в нем и изменению температуры* ΔT :

$$\boxed{C = \frac{Q}{\nu \Delta T}} \qquad (84.7)$$

Физический смысл молярной теплоемкости: молярная теплоемкость вещества равна количеству теплоты, которое поглощается при нагревании или выделяется при охлаждении 1 моля вещества на 1 К.

Молярная теплоемкость – скалярная величина. Единица молярной теплоемкости в СИ – *джоуль на моль – кельвин* (Дж/моль·К).

Из формулы (84.7) следует, что количество теплоты Q, поглощенное при нагревании тела или выделенное им при охлаждении можно еще определить по формулам:

$$\boxed{Q = C\nu\Delta T} \quad \text{или} \quad \boxed{Q = C\nu\Delta t{\circ}} \qquad (84.8)$$

Установим связь между удельной c и молярной C теплоемкостями одного и того же вещества. Массу этого вещества m можно определить произведением массы одного моля, т. е. его молярной массы M, и количества молей ν в нем:

$$m = M\nu .$$

Подставим это выражение в (84.2):

$$c = \frac{Q}{M\nu\Delta T} . \qquad (84.9)$$

Теперь разделим (84.7) на (84.9):

$$\frac{C}{c} = \frac{QM\nu\Delta T}{\nu\Delta T Q} = M , \quad \text{откуда} \quad \boxed{C = Mc} \qquad (84.10)$$

Связь молярной и удельной теплоемкостей: молярная теплоемкость вещества равна произведению его удельной теплоемкости и молярной массы этого вещества.

В. Удельная теплота плавления

Для того, чтобы расплавить нагретые до температуры плавления кристаллические тела одинаковой массы, но изготовленные из разных веществ, требуется разное количество теплоты. Для характеристики способности веществ поглощать теплоту при плавлении или выделять ее при кристаллизации введено понятие *удельной теплоты плавления вещества* λ.

Удельная теплота плавления – это физическая величина, равная отношению количества теплоты Q, *поглощенного кристаллическим телом в процессе его плавления, к массе этого тела* m:

$$\boxed{\lambda = \frac{Q}{m}}$$

Физический смысл удельной теплоты плавления: *удельная теплота плавления равна количеству теплоты, необходимому для плавления единицы массы кристаллического тела при его температуре плавления.*

Удельная теплота плавления – скалярная положительная величина. Удельную теплоту плавления данного кристаллического вещества можно найти в справочной литературе. Удельная теплота кристаллизации вещества равна его удельной теплоте плавления. Единица удельной теплоты плавления или кристаллизации в СИ – *джоуль на килограмм* (Дж/кг).

Удельная теплота плавления льда λ = 330000 Дж/кг. Это значит, что для плавления 1 кг льда при 0°С ему необходимо сообщить 330000 Дж тепловой энергии. Или это значит, что при замерзании 1 кг льда, имеющего температуру 0°С, выделится 330000 Дж теплоты. Вот почему поздней осенью вблизи водоемов теплее, чем вдали от них.

Определив по справочнику удельную теплоту плавления данного кристаллического вещества, можно вычислить количество теплоты, требуемое для того, чтобы расплавить некоторую массу этого вещества при температуре его плавления по формуле:

$$\boxed{Q = m\lambda}$$

Г. Удельная теплота парообразования

Превращаясь в пар при температуре кипения разные жидкости, имея одинаковую массу, поглощают разное количество теплоты. Способность жидкости поглощать то или иное количество теплоты в процессе кипения характеризуется ее *удельной теплотой парообразования* r (или L).

Удельная теплота парообразования – это физическая величина, равная отношению количества теплоты, необходимого для превращения жидкости в пар при температуре кипения, к массе этой жидкости:

$$\boxed{r = \frac{Q}{m}}$$

Физический смысл удельной теплоты парообразования: *удельная теплота парообразования равна количеству теплоты, поглощаемому единицей массы жидкости при превращении, ее в пар в процессе кипения.*

Удельная теплота парообразования данной жидкости равна ее удельной теплоте конденсации. Ее величину можно найти для каждой жидкости в справочной литературе. Единица удельной теплоты парообразования в СИ – *джоуль на килограмм* (Дж/кг). Удельная теплота парообразования – скалярная величина.

Удельная теплота парообразования воды r = 2200000 Дж/кг. Это значит, что для превращения 1 кг воды при 100°С в пар ей необходимо передать от нагревателя 2200000 Дж тепловой энергии. Или, что столько энергии выделит горячий пар массой 1 кг при 100°С в процессе конденсации.

Зная удельную теплоту парообразования данной жидкости и ее массу, можно определить количество теплоты, которое поглотит эта жидкость при полном превращении ее в пар в процессе кипения, по формуле

$$\boxed{Q = mr}$$

Д. Удельная теплота сгорания

В процессе сгорания топлива выделяется тепловая энергия, в результате чего уменьшается его внутренняя энергия. Убыль внутренней энергии уменьшается за счет уменьшения средней потенциальной энергии молекул топлива, а их средняя кинетическая энергия в процессе горения практически не изменяется, поэтому и температура горения сохраняется неизменной, пока все топливо не сгорит.

При сгорании разных видов топлива одинаковой массы выделяется разное количество теплоты. Для характеристики способности топлива выделять то или иное количество теплоты ввели понятие *удельной теплоты сгорания* или *теплотворной способности топлива* q .

Удельная теплота сгорания топлива – это физическая величина, равная отношению количества теплоты Q*, выделенного сгоревшим топливом, к массе этого топлива* m:

$$\boxed{q = \frac{Q}{m}}$$

Физический смысл удельной теплоты сгорания топлива: *удельная теплота сгорания топлива равна количеству теплоты, которое выделится при полном сгорании единицы массы этого топлива*.

Удельная теплота сгорания – скалярная величина. Ее единица в СИ – *джоуль на килограмм* (Дж/кг). Удельную теплоту сгорания данного топлива можно найти в справочной литературе.

Удельная теплота сгорания керосина $q = 4{,}6 \cdot 10^7$ Дж/кг. Это значит, что при полном сгорании 1 кг керосина выделится 4600000 Дж тепловой энергии.

Зная удельную теплоту сгорания топлива и его массу, можно определить количество теплоты, которое выделится при его полном сгорании, по формуле:

$$\boxed{Q = mq}$$

85. РАБОТА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ОБЪЕМА ГАЗА. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ

Пусть в некотором цилиндре под поршнем с площадью основания S, расположенном на высоте h_1, над дном цилиндра, содержится газ, занимающий объем $V_1 = h_1 S$ (рис. 85-1). Поршень плотно прилегает к стенкам цилиндра и может свободно, т. е. без трения, подниматься и опускаться.

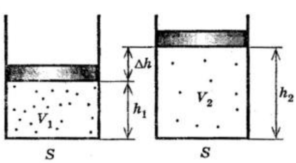


Рис. 85-1

Нагреем газ, в результате чего он изобарно расширится и поднимет поршень на высоту h_2 над дном цилиндра. При этом поршень переместится на расстояние $\Delta h = h_2 - h_1$. Газ, действуя на поршень с силой давления, совершит работу A, которая, как известно из механики, равна произведению модуля силы давления $F_{давл}$ на модуль перемещения поршня Δh и на косинус угла между направлениями силы и перемещения. Но поскольку эти направления совпадают (и сила давления газа на поршень, и перемещение поршня направлены вверх), то этот угол равен нулю, а косинус нуля равен единице, поэтому работа перемещения поршня равна:

$$A = F_{давл} \Delta h .$$

Из определения давления p имеем:

$$F_{давл} = pS , \quad \text{поэтому} \quad A = pS\Delta h .$$

Здесь $S\Delta h = \Delta V = V_2 - V_1$ – изменение объема газа вследствие его расширения. С учетом этого получим:

$$A = p\Delta V \tag{85.1}$$

или

$$A = p\left(V_2 - V_1\right) \tag{85.2}$$

Здесь $V_1 = h_1 S$ – начальный объем газа под поршнем (т. е. его объем до нагревания), а $V_2 = h_2 S$ – его конечный объем (т. е. его объем в конце нагревания).

Вывод: *работа при изобарном изменении объема газа равна произведению давления газа на изменение его объема.*

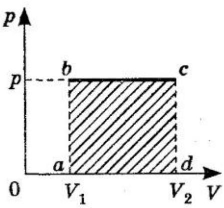


Рис. 85-2

Определим работу изобарного расширения газа графически в координатных осях $p-V$ (рис. 85-2). Из рисунка следует, что работа изобарного расширения газа от объема V_1 до объема V_2 равна площади прямоугольника, одной стороной которого служит отрезок ab, численно равный давлению газа p, а другой – отрезок bc, численно равный изменению объема газа $V_2 - V_1$.

Установим физический смысл молярной газовой постоянной R. Для этого запишем уравнение Менделеева-Клапейрона: $pV = \frac{m}{M}RT$ или $pV = \nu RT$, ведь число молей $\nu = \frac{m}{M}$.

Если температура идеального газа изменилась изобарно на ΔT, то при постоянной массе газа его объем изменился на ΔV. Тогда предыдущее уравнение примет вид:

$$p\Delta V = \nu R\Delta T \text{ или при } \nu = 1 \text{ моль } p\Delta V = R\Delta T.$$

Но $p\Delta V = A$, значит, $A = R\Delta T$. Если при этом ΔT = 1 К, то $A = R$.

Физический смысл молярной газовой постоянной: *молярная газовая постоянная показывает, что при изобарном нагревании 1 моля идеального газа на 1 кельвин газ совершает работу 8,31 Дж.*

Выражения (85.1) или (85.2) справедливы только применительно к изобарному расширению или сжатию газа. При расширении газа силы давления совершают положительную работу, увеличивая объем газа. При сжатии газа внешние силы совершают отрицательную работу, поскольку изменение объема газа в формулах (85.1) и (85.2) меньше нуля, ведь при сжатии конечный объем V_2 меньше начального объема V_1.

Если давление газа в процессе его расширения или сжатия изменяется, то формулы (85.1) и (85.2) применять для определения работы изменения объема газа нельзя. В таких случаях можно определить элементарную работу ΔA_i при очень малом изменении ΔV_i объема газа, столь малом, что изменением давления при этом можно пренебречь. Тогда элементарная работа ΔA_i будет равна: $\Delta A_i = p\Delta V_i$,а всю работу A при изменении объема газа от V_1 до V_2, можно найти, просуммировав все элементарные работы. Математически работа A в этом случае определяется интегрированием в пределах от V_1 до V_2:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \qquad (85.3)$$

Формула (85.3) применима к любому процессу в газе.

Работа при изотермическом изменении объема идеального газа

Применим формулу (85.3) для определения работы при изотермическом изменении объема идеального газа массой m с молярной массой M при температуре T. Запишем уравнение Менделеева-Клапейрона:

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

и определим из него давление p:

$$p = \frac{mRT}{MV} \qquad (85.4)$$

Подставим (85.4) в (85.3) и вынесем из-под знака интеграла все постоянные величины (помним, что здесь $T = const$, ведь процесс изотермический), а затем выполним интегрирование и подставим пределы V_1 и V_2:

$$A=\int_{V_1}^{V_2}\frac{mRT}{M}\frac{dV}{V}=\frac{mRT}{M}\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V}=\frac{mRT}{M}\ln V\Big|_{V_1}^{V_2}=\frac{mRT}{M}\left(\ln V_2-\ln V_1\right)$$

или

$$A=\frac{m}{M}RT\ln\frac{V_2}{V_1} \qquad (85.5)$$

– работа при изотермическом процессе

Поскольку согласно закону Бойля-Мариотта при изотермическом процессе объем газа обратно пропорционален его давлению: $\frac{V_2}{V_1}=\frac{p_1}{p_2}$ то формулу (85.5) можно записать еще и так:

$$\boxed{A=\frac{m}{M}RT\ln\frac{p_1}{p_2}}$$

Работа при изохорном процессе в газе

Если газ содержится в закрытом сосуде, т. е. его объем постоянный, то процесс, происходящий с ним, изохорный. При этом изменение объема газа равно нулю и, значит, работа изменения его объема тоже равна нулю:

$$\boxed{\text{при } V=const \quad A=0}$$

Таким образом, *при изохорном процессе газ работы не совершает*.

Работа при круговом процессе (цикле)

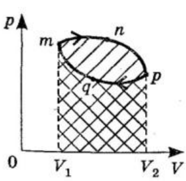


Рис. 85-3

Если в газе происходит *круговой процесс (цикл)*, т. е. такой процесс, по окончании которого газ переходит в состояние с первоначальными параметрами – например, когда газ вначале нагревают и при этом он расширяется от объема V_1 до объема V_2 (рис. 85-3, участок mnp), а затем его сжимают при меньшей температуре до прежнего давления и объема (рис. 85-3, участок pqm). Работа A, совершенная при таком замкнутом процессе (цикле) равна сумме работ A_1 и $-A_2$, совершенных на этих участках в отдельности:

$$A=A_1+\left(-A_2\right).$$

Графически работа A_1 равна площади заштрихованной фигуры $mnpV_2V_1$, а работа A_2 равна площади заштрихованной фигуры $mqpV_2V_1$ с иным наклоном штриховых линий. Работа A_2 меньше работы A_1, так как работа расширения нагретого газа с большей внутренней энергией больше работы сжатия холодного газа с меньшей внутренней энергией. И при этом работа A_1 положительна, так как конечный объем газа V_2 больше начального объема V_1, а работа сжатия A_2 отрицательна, поскольку теперь конечный объем газа V_1 меньше начального V_2. В итоге *работа A, совершенная в этом замкнутом круговом процессе (цикле), равна площади криволинейной фигуры, ограниченной замкнутой кривой $mnpqm$*. Подобные круговые процессы осуществляются в разнообразных тепловых двигателях.

Можно реализовать обратный процесс в направлении $mqpnm$, вынудив газ расширяться при более низкой температуре, а сжиматься при более высокой. При таком процессе из-за совершенной газом работы расширения его внутренняя энергия станет уменьшаться, вследствие чего газ будет охлаждаться. Подобные процессы применяются в холодильных машинах.

86. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ОДНОАТОМНОГО ГАЗА

Напомним, что внутренней энергией газа, как и любого другого тела, называется сумма кинетических и потенциальных энергий его молекул. Но молекулы идеального газа на расстоянии не взаимодействуют (они взаимодействуют только при непосредственном столкновении друг с другом подобно абсолютно упругим шарикам исчезающе малого размера). Поэтому сумма потенциальных энергий молекул идеального газа равна нулю. Вследствие этого внутреннюю энергию идеального газа можно определить следующим образом:

$$\boxed{U = \sum_{i=1}^{N} E_{K_i}}$$

Внутренняя энергия идеального газа равна сумме кинетических энергий его молекул.

Установим зависимость внутренней энергии идеального одноатомного газа от его массы m, молярной массы M и температуры T (т. е. выведем формулу внутренней энергии идеального одноатомного газа). Каждая молекула такого газа (точнее атом, ведь газ одноатомный), в среднем обладает кинетической энергией:

$$\bar{E}_K = \frac{3}{2}kT .$$

Пусть газ состоит из N молекул. Тогда согласно определению его внутренней энергии она будет равна произведению средней кинетической энергии одной молекулы на их число:

$$U = \bar{E}_K N = \frac{3}{2}kTN .$$

Число молекул N равно произведению числа молей газа v и числа молекул в одном моле, т.е числа Авогадро N_A:

$$N = N_A v$$

Тогда $U = \frac{3}{2} N_A vkT$, где $N_A k = R$ и $v = \frac{m}{M}$.

В итоге получим:

$$\boxed{U = \frac{3}{2}vRT} \quad \text{или} \quad \boxed{U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}RT} \qquad (86.1)$$

Формулу (86.1) называют формулой внутренней энергии идеального одноатомного газа. Из нее следует, что изменение внутренней энергии идеального газа ΔU неразрывно связано с изменением его температуры ΔT и равно:

$$\boxed{\Delta U = \frac{3}{2}vR\Delta T} \quad \text{или} \quad \boxed{\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\Delta T} \qquad (86.2)$$

Следовательно, изменить внутреннюю энергию идеального газа, не меняя его массу, можно, только изменив его температуру. Если в каком-либо процессе температура данной массы идеального газа не изменяется, то и его внутренняя энергия остается прежней.

87. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ. ПРИМЕНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ К ИЗОПРОЦЕССАМ В ИДЕАЛЬНОМ ГАЗЕ

Если термодинамическая система получит из внешней среды некоторое количество теплоты Q, то ее внутренняя энергия может измениться. При этом система может совершить работу против внешних сил, например нагретый газ, расширившись, может совершить работу, переместив под действием силы давления поршень. Соотношение между количеством теплоты Q, переданным термодинамической системе, изменением ее внутренней энергии ΔU и совершенной системой работой A носит название *первого закона термодинамики.*

Первый закон термодинамики: *количество теплоты, переданное термодинамической системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение этой системой работы против внешних сил:*

$$\boxed{Q = \Delta U + A} \quad \text{или} \quad \boxed{Q = U_2 - U_1 + A} \qquad (87.1)$$

Первый закон термодинамики можно сформулировать иначе. Если термодинамической системе извне передается некоторое количество теплоты Q, и одновременно внешние силы совершают над этой системой работу A_1 (например, когда газ нагревают и одновременно сжимают), то первый закон термодинамики в этом случае сформулируем так: *изменение внутренней энергии термодинамической системы равно сумме количества теплоты, переданной ей извне, и работы, совершенной над этой системой внешними силами:*

$$\boxed{\Delta U = Q + A_1} \quad \text{или} \quad \boxed{U_2 - U_1 = Q + A_1} \qquad (87.2)$$

Первый закон термодинамики представляет собой наиболее общую формулировку закона сохранения энергии применительно к термодинамическим процессам.

Рассмотрим применение первого закона термодинамики (его еще называют первым началом термодинамики) к изопроцессам в идеальном газе.

1. Изотермический процесс

Пусть идеальному газу извне передано некоторое количество теплоты, причем передача его производилась очень медленно, так медленно, что изменением температуры газа за каждый малый промежуток времени можно было пренебречь и считать процесс передачи тепла изотермическим. Согласно формуле (86.2), определяющей изменение внутренней энергии одноатомного газа,

$$\boxed{\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\Delta T}$$

Если процесс в газе изотермический, т. е. температура газа постоянна, значит, ее изменение равно нулю. Но тогда и изменение внутренней энергии тоже равно нулю. В этом случае формула (87.1) примет вид:

$$\boxed{Q = A} \quad \text{при} \quad \Delta U = 0 .$$

Применение первого закона термодинамики к изотермическому процессу: *при изотермическом процессе все количество теплоты, переданное газу извне, расходуется на совершение им работы против внешних сил.*

2. Изохорный процесс

Пусть газ находится в закрытом сосуде, через теплопроводящие стенки которого ему передают некоторое количество теплоты Q. Поскольку объем газа будет оставаться постоянным, то процесс его нагревания будет изохорным. Раз объем газа не изменяется, значит, его изменение равно нулю и работа газом совершаться не будет (см. п. 85). Тогда формула (87.1) примет вид:

$$\boxed{Q = \Delta U} \quad \text{при} \quad A = 0 .$$

Применение первого закона термодинамики к изохорному процессу: *при изохорном процессе все тепло, переданное газу извне, расходуется на увеличение его внутренней энергии.* При этом газ нагревается. И наоборот, если газ изохорно отдает во внешнюю среду некоторое количество теплоты, то его внутренняя энергия уменьшается и он охлаждается.

3. Изобарный процесс

Пусть газ, получив извне некоторое количество теплоты, нагрелся и изобарно расширился. При этом его внутренняя энергия увеличилась и он совершил работу против внешних сил. Поэтому применительно к изобарному процессу формула (87.1) будет записана полностью:

$$\boxed{Q = \Delta U + A}$$

Применение первого закона термодинамики к изобарному процессу: *при изобарном процессе все тепло, полученное газом извне, расходуется как на изменение его внутренней энергии, так и на совершение им работы против внешних сил.*

Следовательно, если некоторую массу газа нагреть под постоянным давлением (изобарно), например на 1 К, то этому газу надо сообщить больше теплоты, чем при изохорном нагревании тоже на 1 К, поскольку при изохорном нагревании тепло пойдет только на изменение внутренней энергии этого газа, а при изобарном – не только на изменение внутренней энергии, но и на совершение им работы против внешних сил. Поэтому *у одного и того же газа удельная теплоемкость при постоянном объеме* c_V *меньше удельной теплоемкости при постоянном давлении* c_p .

Открытие первого закона термодинамики положило конец мечтам о *«вечном» двигателе первого рода* – устройстве, которое совершало бы работу только за счет своей внутренней энергии без притока энергии извне бесконечно долго. Такое устройство невозможно, поскольку запас внутренней энергии любой термодинамической системы ограничен, и как только он иссякнет, то согласно первому закону термодинамики и работа системы прекратится.

88. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Пусть газ находится в сосуде с теплоизолированными стенками, через которые тепло не может проникать ни наружу, ни внутрь. Но эти стенки могут растягиваться, т. е. объем газа, как и его давление, и температура, могут изменяться. При этих условиях процесс, протекающий в газе, называется *адиабатным*.

Адиабатным называется процесс, протекающий в термодинамической системе без теплообмена с внешней средой.

Поскольку при адиабатном процессе термодинамическая система не получает и не отдает тепло, то количество теплоты в формуле (87.1) равно нулю, поэтому применительно к адиабатному процессу первый закон термодинамики примет вид:

$$\text{при} \quad Q=0 \quad \boxed{0=\Delta U + A} \quad \text{или} \quad \boxed{\Delta U = -A}$$

Применение первого закона термодинамики к адиабатному процессу: *при адиабатном процессе изменение внутренней энергии термодинамической системы равно работе системы, взятой со знаком «минус».*

При адиабатном процессе работа термодинамической системы против внешних сил может совершаться только за счет запаса внутренней энергии самой системы, поэтому при совершении работы внутренняя энергия системы уменьшается и ее температура понижается. И наоборот, если внешние силы адиабатно совершают над термодинамической системой работу, то ее внутренняя энергия увеличивается и температура повышается. Значит, если внешние силы совершают отрицательную работу, например сжимая газ, то его внутренняя энергия увеличивается, т. е. ее изменение положительно, а если, наоборот, газ, расширяясь, совершает положительную работу против внешних сил, то его внутренняя энергия уменьшается, т. е. ее изменение отрицательно. Поэтому в последнем равенстве стоит знак «минус».

Подчеркнем еще раз: при адиабатном сжатии газа его внутренняя энергия увеличивается и, согласно формуле,

$$\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\Delta T$$

температура газа повышается, т. е. он нагревается. И наоборот, при адиабатном расширении газа его внутренняя энергия уменьшается и, согласно той же формуле, температура понижается, т. е. газ охлаждается.

Уравнение адиабатного процесса в идеальном газе похоже на уравнение изотермического процесса (закон Бойля-Мариотта), только в уравнении адиабатного процесса при объеме газа V имеется показатель степени у, а в законе Бойля-Мариотта объем записывается в первой степени:

$$\boxed{p_1V_1^{\gamma} = p_2V_2^{\gamma}}$$

– уравнение адиабатного процесса (уравнение Пуассона),

$$p_1V_1 = p_2V_2$$

– уравнение изотермического процесса.

Поэтому на графике в координатах $p-V$ адиабата изображается кривой, которая идет круче гиперболы – изотермы (рис. 88-1).

Показатель степени γ в уравнении адиабаты называется *коэффициентом Пуассона* в честь французского физика Пуассона, который первым исследовал адиабатный процесс и записал его уравнение. Коэффициент Пуассона равен отношению удельной теплоемкости идеального газа при постоянном давлении c_p к удельной теплоемкости этого газа при постоянном объеме c_V :

$$\boxed{\gamma = \frac{c_p}{c_V}}$$

Процесс в реальном газе можно считать адиабатным, если он протекает очень быстро, столь быстро, что газ не успевает обменяться теплом с внешней средой. Примером такого процесса может служить процесс истечения отработанного газа из сопла ракеты, который резко расширяется и при этом сильно охлаждается.

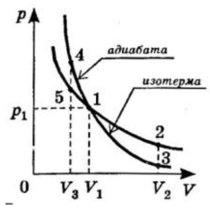


Рис. 88-1

Предоставим газу возможность расширяться из некоторого состояния с параметрами p_1V_1, до объема V_2 в первый раз изотермически, т. е. очень медленно (кривая 2-2, рис. 88-1), а во второй раз – адиабатно, т. е. очень быстро (кривая 1-3, рис. 88-1). Поскольку работа расширения газа определяется в первом случае площадью фигуры $1-2-V_2-V_1$, а во втором – площадью фигуры $1-3-V_2-V_1$ и эта площадь во втором случае меньше, чем в первом, значит, при одинаковом изменении объема газа работа его изотермического расширения больше работы адиабатного расширения.

Работа адиабатного расширения газа согласно первому закону термодинамики равна:

$$A = -\Delta U\ ,$$

где изменение внутренней энергии идеального одноатомного газа равно:

$$\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\Delta T = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\left(T_2 - T_1\right).$$

Тогда формула работы адиабатного изменения объема идеального одноатомного газа будет:

$$\boxed{A = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\left(T_1 - T_2\right)}$$

При адиабатном сжатии газа совершается большая работа, чем при изотермическом, поскольку при адиабатном сжатии внешние силы затрачивают энергию не только на уменьшение объема газа, но и на его нагревание, а при изотермическом – только на уменьшение объема. Поэтому при адиабатном сжатии давление растет быстрее, чем при изотермическом. На рис. 88-1 площадь фигуры $1-4-V_3-V_1$, равная работе адиабатного сжатия, больше площади фигуры $1-5-V_3-V_1$, численно равной работе при изотермическом сжатии. Как видно из этого же графика, при расширении газа все наоборот.

89. ЧИСЛО СТЕПЕНИ СВОБОДЫ МОЛЕКУЛ. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА С i СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ МОЛЕКУЛ

Степенью свободы молекулы называют любое независимое движение, которое она может совершить. Число таких независимых движений называют *числом степеней свободы молекулы* и обозначают буквой *i*.

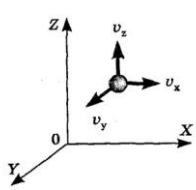


Рис. 89-1

Одноатомная молекула (например, молекула инертного газа) в декартовой системе координат *OX*, *OY* и *OZ* может двигаться вдоль трех осей координат, и ее скорость можно разложить на три проекции υ_x, υ_y и υ_z (рис. 89-1). Если же она движется под углом к осям координат, то любой вектор ее скорости все равно можно разложить на эти три проекции. Любое движение одноатомной молекулы можно рассматривать согласно принципу суперпозиции как одновременное и независимое движение вдоль трех осей координат. Следовательно, *одноатомная молекула обладает тремя степенями свободы*, т. е. у нее $i = 3$. Положение одноатомной молекулы в пространстве может быть обозначено тремя координатами *x*, *y* и *z*.

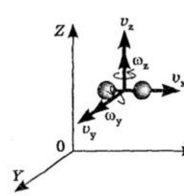


Рис. 89-2

Двухатомную молекулу (например, молекулу кислорода, водорода, азота и др.) можно изобразить в виде маленькой гантели (рис. 89-2). Такая молекула, кроме трех поступательных движений вдоль осей координат, может двигаться еще и вращательно вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, которые перпендикулярны оси самой гантели. Следовательно, положение двухатомной молекулы в пространстве может быть обозначено тремя координатами *x*, *y* и *z*, и двумя углами ее поворота вокруг этих осей. Такая молекула обладает тремя проекциями скорости υ_x, υ_y и υ_z на оси координат *OX*, *OY* и *OZ*, а также двумя проекциями угловой скорости на эти оси ω_y и ω_z. Таким образом, *двухатомная молекула имеет пять степеней свободы: три поступательных и две вращательных*, т. е. у нее *i*= 5.

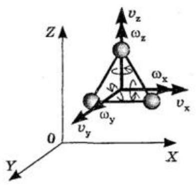


Рис. 89-3

Многоатомная молекула, т. е. молекула, состоящая из трех или более атомов (например, молекула углекислого газа), обладает на одну степень свободы больше, чем двухатомная, так как может вращаться вокруг всех трех осей (рис. 89-3), тогда как вращением двухатомной молекулы вокруг оси, совпадающей с осью «гантели», можно пренебречь. Следовательно, *многоатомная молекула имеет шесть степеней свободы: три поступательных и три вращательных*, т. е. у нее *i*= 6.

Кроме поступательных и вращательных степеней свободы, многоатомные молекулы могут обладать еще и колебательной степенью свободы, т. е. колебаться около положения равновесия, особенно при высоких температурах.

Все степени свободы, молекул равноправны в том смысле, что на каждую из них приходится одинаковая часть всей энергии молекулы. Это утверждение называют *законом равного распределения энергии по степеням свободы молекул.*

Ранее было показано, что молекула идеального одноатомного газа обладает энергией

$$\bar{E}_K = \frac{3}{2}kT\ ,$$

где k – постоянная Больцмана, а T – абсолютная температура газа. Поскольку она имеет три степени свободы и на каждую степень свободы приходится одинаковая часть кинетической энергии молекулы, то на одну степень свободы молекулы будет приходиться треть всей кинетической энергии:

$$\bar{E}_{1степ.} = \frac{3}{2}kT : 3 = \frac{1}{2}kT\ .$$

Если молекула имеет *i* степеней свободы, то её кинетическая энергия $\bar{E}_{Ki}$ равна произведению кинетической энергии, приходящейся на одну степень свободы, на число степеней свободы *i* этой молекулы:

$$\bar{E}_{Ki} = i\bar{E}_{1степ.} \quad \text{или} \quad \bar{E}_{Ki} = \frac{1}{2}kT\ .$$

Пусть идеальный газ состоит из N молекул. Тогда его внутренняя энергия U равная сумме кинетических энергий этих молекул, может быть определенна произведением энергии одной молекулы $\bar{E}_{Ki}$ на их число N:

$$U = \bar{E}_{Ki}N \quad \text{или} \quad U = \frac{1}{2}kTN\ .$$

Поскольку

$$N = \nu N_A,$$

где $\nu = \dfrac{m}{M}$ – число молей газа, m – его масса, M – молярная масса и N_A – число Авогадро, то

$$N = \frac{i}{2}kT\frac{m}{M}N_A\,.$$

Здесь $k = \dfrac{R}{N_A}$, R – молярная газовая постоянная. С учетом этого запишем:

$$U = \frac{i}{2}\frac{R}{N_A}T\frac{m}{M}N_A \tag{89.1}$$

Уравнение (89.1) определяет внутреннюю энергию идеального газа с *i* степенями свободы.

90. ЭЛЕМЕНТЫ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ЕЁ НЕДОСТАТКИ

Классической теорией теплоемкости называют теорию, согласно которой молярные теплоемкости газов при постоянном давлении C_p и при постоянном объеме C_V не зависят от их химического состава и температуры.

Покажем, почему это так. Для этого обратимся к формуле внутренней энергии (89.1). Если газ с i степенями свободы молекул нагреть на ΔT кельвин, то изменение его внутренней энергии ΔU станет равно:

$$\Delta U = \frac{i}{2}\nu R\Delta T \tag{90.1}$$

С другой стороны, если газ нагреть изохорно, то переданное ему количество теплоты Q будет равно изменению его внутренней энергии ΔU, поскольку работа расширения газа будет равна нулю:

$$Q = \Delta U,$$

где из определения молярной теплоемкости $C_V = \dfrac{Q}{\nu\Delta T}$ следует, что

$$\Delta U = Q = C_V\nu\Delta T. \tag{90.2}$$

Приравняем правые части выражений (90.1) и (90.2):

$$\frac{i}{2}\nu R\Delta T = C_V\nu\Delta T, \text{ откуда } \boxed{C_V = \frac{i}{2}R} \tag{90.3}$$

Выражение (90.3) свидетельствует о том, что молекулярная теплоемкость идеального газа не зависит от его химического состава и температуры, а зависит только от числа степеней свободы его молекул, т. е. от числа атомов в молекуле данного газа.

Покажем, что это утверждение справедливо не только для молярной теплоемкости при постоянном объеме C_V, но и применительно к молярной теплоемкости газов при постоянном давлении C_p. Для этого сначала установим связь C_p с C_V применительно к идеальному газу. Пусть газ нагревается изобарно на ΔT. Тогда переданное ему количество теплоты Q в соответствии с формулой молярной теплоемкости (84.7) равно:

$$Q = C_p\nu\Delta T \tag{90.4}$$

При этом работа A, совершаемая газом, согласно (85.1) равна:

$$A = \nu R\Delta T \tag{90.5}$$

При изохорном нагревании, так как $A = 0$, то $Q = \Delta U = C_V\nu\Delta T$ согласно (90.2).

Подставим (90.2), (90.4) и (90.5) в первый закон термодинамики $Q = \Delta U + A$:

$$C_p\nu\Delta T = C_V\nu\Delta T + \nu R\Delta T, \quad \text{откуда } \boxed{C_p = C_V + R} \tag{90.6}$$

Уравнение (90.6) называют *уравнением Роберта Майера* в честь немецкого врача, который одним из первых сформулировал закон сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам.

Уравнение Р. Майера: *молярная теплоемкость идеального газа при постоянном давлении равна сумме молярной теплоемкости этого газа при постоянном объеме и молярной газовой постоянной*.

Теперь покажем, что и молярная теплоемкость идеального газа при постоянном давлении тоже зависит только от числа степеней свободы молекул этого газа. Поскольку $C_p = C_V + R$ и $C_V = \dfrac{i}{2}R$, то $C_p = \dfrac{i}{2}R + R = R\left(\dfrac{i}{2} + 1\right)$ или

$$C_p = \frac{i+2}{2}R \tag{90.7}$$

Следовательно, и молярная теплоемкость идеального газа при постоянном давлении согласно классической теории теплоемкости не зависит от его химического состава и температуры, а зависит только от числа степеней свободы молекул, которое в свою очередь зависит от числа атомов в этих молекулах.

Вспомним, что коэффициент Пуассона γ равен отношению удельных теплоемкостей c_p к c_V. Но согласно формуле (84.10)

$$c_p = \frac{C_p}{M} \text{ и } c_V = \frac{C_V}{M}.$$

Тогда $\gamma = \frac{c_p}{c_V} = \frac{C_p M}{M C_V} = \frac{C_p}{C_V}$ или с учетом (90.3) и (90.7):

$$\gamma = \frac{(i+2)R}{2\frac{i}{2}R}, \boxed{\gamma = \frac{i+2}{i}} \qquad (90.8)$$

Таким образом, величина коэффициента Пуассона тоже зависит только от числа атомов в молекулах данного газа.

Коэффициент Пуассона несложно определить опытным путем. Подобную лабораторную работу легко выполняют первокурсники любого технического вуза. Определив γ, можно установить и число степеней свободы молекул исследуемого газа, т. е. ответить на важный вопрос: сколько атомов содержат его молекулы. Действительно, у одноатомного газа i= 3 и, значит, у него

$$\gamma = \frac{3+2}{3} = \frac{5}{3} \approx 1,67;$$

у двухатомного газа i= 5 и у него

$$\gamma = \frac{5+2}{3} = \frac{7}{3} \approx 1,40;$$

у многоатомного газа i= 6 и у него

$$\gamma = \frac{6+2}{3} = \frac{8}{3} \approx 1,33.$$

Таким образом, согласно классической теории теплоемкости *молярная или удельная теплоемкость данного идеального газа является постоянной величиной*. Однако опыт показывает, что этот вывод не при любых температурах газов соответствует действительности. Например, согласно расчетам молярная теплоемкость двухатомного водорода должна быть равна:

$$C_V = \frac{i}{2}R = \frac{5}{2} \cdot 8,31 \frac{Дж}{моль \cdot К} = 20,78\, Дж / (моль \cdot К)$$

и не должна зависеть от температуры. Но опыт показывает, что при низких температурах молярная теплоемкость водорода примерно равна молярной теплоемкости одноатомного газа, а при высоких – многоатомного. Подобные отклонения от классической теории теплоемкости наблюдаются и в экспериментах с другими газами.

Несоответствие классической теории и эксперимента имеют место не только при определении теплоемкостей газов, но также и кристаллических тел. Согласно этой теории тепловое движение частиц в узлах кристаллических решеток в основном сводится к их колебаниям около положения равновесия. Эти частицы в отличие от молекул идеального газа обладают не только кинетической, но и потенциальной энергией. Колебательное движение связано с наличием у данной частицы кинетической энергии $\frac{1}{2}kT$ и потенциальной энергии $\frac{1}{2}kT$, поэтому на каждую степень свободы частицы кристалла приходится энергия $\frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT$. А так как частица в узле кристаллической решетки может колебаться вдоль трех осей координат, значит, ей следует приписать три колебательных степени свободы. Тогда каждая частица (молекула, атом, ион), из которых состоит кристаллическое тело, должна обладать энергией $3kT$.

Молярная теплоемкость кристалла определяется отношением количества теплоты, сообщенного одному молю кристаллического вещества при нагревании и равного приращению его внутренней энергии ΔU , к изменению его температуры ΔT , ведь работа расширения кристалла близка к нулю:

$$C_V = \frac{\Delta U}{\Delta T} \tag{90.9}$$

Если имеется 1 моль кристаллического вещества, то его внутренняя энергия равна произведению числа частиц в одном моле, т. е. числа Авогадро N_A , на энергию одной частицы, которая, как показано выше, равна $3kT$, поэтому внутренняя энергия 1 моля кристаллического вещества $U = 3kN_AT$.

Поскольку $kN_A = R$, то $U_{моль} = 3RT$ и

$$\Delta U = 3R\Delta T \tag{90.10}$$

Подставив (90.10) в (90.9), получим:

$$C_V = \frac{3R\Delta T}{\Delta T} = 3R \qquad C_V = 3R \text{ – закон Дюлонга и Пти.}$$

Таким образом, *молярная теплоемкость всех кристаллов согласно классической теории теплоемкостей должна быть одинакова и равна утроенной универсальной газовой постоянной*:

$$C_V = 3R = 3.8{,}31\, Дж/(моль \cdot К).$$

Это утверждение называют законом Дюлонга и Пти, и оно хорошо выполняется применительно ко многим кристаллическим веществам при температурах, близких к комнатной. Однако при анализе экспериментальных данных, полученных в опытах с металлами и кристаллическими диэлектриками, наблюдаются отклонения от выводов классической теории теплоемкости кристаллов. Так, согласно классической теории, молярная теплоемкость металлов должна быть больше молярной теплоемкости кристаллических диэлектриков, потому что у металлов, кроме положительных ионов в узлах кристаллической решетки, имеются еще и свободные электроны, беспорядочно движущиеся внутри кристаллической решетки подобно частицам одноатомного газа. Из-за этого тепло, получаемое металлом при нагревании, должно расходоваться не только на усиление тепловых колебаний ионов решетки, но и на увеличение кинетической энергии свободных электронов. А у диэлектриков свободных электронов нет, поэтому передаваемое им тепло должно идти только на увеличение энергии ионов решетки, значит, их теплоемкость должна быть значительно меньше теплоемкости металлов. Однако опыт показывает, что молярная теплоемкость большинства кристаллических диэлектриков примерно такая же, как и молярная теплоемкость металлов. Эти расхождения теории и эксперимента свидетельствуют о том, что выводы классической теории теплоемкости веществ являются приближенными. Более строгой является квантовая теория тепловых свойств веществ, законы которой вы будете изучать в высшей школе.

91. НЕОБРАТИМОСТЬ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО СТАТИСТИЧЕСКИЙ СМЫСЛ

В термодинамике любую группу тел или частиц называют термодинамической системой. Если на термодинамическую систему не действуют внешние силы, то она самопроизвольно переходит в состояние теплового равновесия – *состояние, при котором все ее термодинамические параметры: давление, объем, температура с течением времени будут оставаться постоянными*.

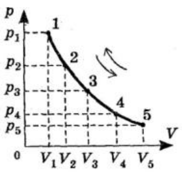


Рис. 91-1

При выводе термодинамической системы из равновесного состояния вследствие изменения одного или нескольких параметров она станет переходить через ряд промежуточных состояний, пока не перейдет в новое состояние с новыми параметрами. Такой переход называется *термодинамическим процессом*. Например, на рис. 91-1 система совершает термодинамический процесс перехода из состояния 1 с параметрами p_1V_1 и в состояние 5 с параметрами p_5V_5 через промежуточные состояния 2, 3 и 4.

При этом каждое промежуточное состояние характеризуется своими параметрами.

Если термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние с первоначальными параметрами, то такой процесс называется круговым (или замкнутым, или циклом).

Назовем самопроизвольным такой процесс, при котором в телах, окружающих термодинамическую систему, не происходит никаких изменений. *Иными словами, самопроизвольный процесс – процесс, который протекает в термодинамической системе без внешнего воздействия.*

Пусть график, изображенный на рис. 91-1, соответствует самопроизвольному переходу термодинамической системы – газа из состояния 1 в состояние 5. Это прямой процесс расширения. Если бы этот газ мог самопроизвольно совершить обратный процесс, вернувшись из состояния 5 в состояние 1, т. е. самостоятельно сжаться, то такой круговой процесс назывался бы обратимым.

Обратимым называется процесс, который может самопроизвольно протекать как в прямом, так и в обратном направлениях.

Но мы хорошо понимаем, что газ не может самопроизвольно вернуться в состояние 2, т. е. сжаться без воздействия внешних сил, ведь из-за хаотического движения молекул он стремится занять весь объем сосуда, в котором находится. И если объем сосуда под действием внешних сил не станет уменьшаться, то и газ сжиматься не будет.

Термодинамические процессы, которые не могут протекать самопроизвольно как в прямом, так и в обратном направлениях, называются необратимыми.

Рассмотрим подробнее, почему процесс расширения газа является необратимым, ведь его молекулы движутся хаотически и независимо друг от друга. Что им мешает собраться так, чтобы объем газа самопроизвольно уменьшился, ведь они не взаимодействуют на расстоянии?

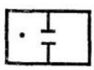


Рис. 91-2

Пусть в некотором сосуде, разделенном на две половины перегородкой с отверстием, находится только одна молекула (рис. 91-2), которая может свободно двигаться в любом направлении. *Назовем вероятностью B того, что она окажется в какой-то одной половинке сосуда (левой или правой) отношение числа случаев достоверных, т. е. таких, при которых это событие наступит, к числу всех возможных случаев этого события.* Число достоверных событий, когда молекула может оказаться в какой-либо половине, равно единице, ведь в данный момент времени она может оказаться только или в левой, или в правой половине. А число всех возможных случаев ее расположения равно двум. Значит, вероятность того, что молекула находится в одной из половин сосуда, равна:

$$B = \frac{1}{2}.$$

Несложно подсчитать, что для двух частиц вероятность того, что они одновременно окажутся в одной половине сосуда $B = \frac{1}{4} = \frac{1}{2^2}$, для трех $B = \frac{1}{8} = \frac{1}{2^3}$ и т. д. Следовательно, для n частиц эта вероятность $B = \frac{1}{2^n}$.

Если же в одной из половин этого сосуда находится газ, который состоит из статистически огромного числа молекул (например, объем одной половины этого сосуда равен 1 см^3, а в нем, как известно, при нормальных условиях содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул воздуха – число Лошмидта), то число возможных размещений молекул в этих половинах огромно (в нашем примере оно равно $2^{2{,}7 \cdot 10^{19}}$), но событие, при котором они все располоясатся в одной половине всего одно, поэтому вероятность B того, что все они окажутся в одной половине, равна:

$$B = \frac{1}{2^{2{,}7 \cdot 10^{19}}} \approx 0.$$

Событие, вероятность которого равна нулю, невероятно, т. е. невозможно. Значит, все молекулы газа сами никогда не смогут одновременно оказаться в одной половине сосуда, т. е. газ самопроизвольно сжаться не может. По той же причине тепло не может самопроизвольно перейти от холодного тела к горячему, такой процесс невероятен, хотя прямой переход тепла от горячего тела к холодному реален. При трении прямой процесс перехода механической энергии во внутреннюю возможен, а обратный – нет.

Любые термодинамические процессы со статистически огромным количеством молекул и атомов могут самопроизвольно протекать только в одном направлении, т. е. они необратимы, поскольку *вероятность обратного процесса равна нулю*. Это утверждение называется *вторым законом (вторым началом) термодинамики*. Вот некоторые другие его формулировки.

Второй закон термодинамики:

а) любые самопроизвольные процессы в термодинамической системе, состоящей из статистически огромного числа частиц, всегда переводят эту систему из менее вероятного состояния в более вероятное и никогда наоборот;

б) невозможен самопроизвольный процесс передачи тепла от тел, менее нагретых, телам, более нагретым;

в) невозможно изготовить вечный двигатель второго рода – устройство, в котором бы все тепло, полученное от нагревателя, полностью превращалось бы в механическую работу.

В этом состоит статистический смысл второго закона термодинамики.

92. ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ЕГО МАКСИМАЛЬНАЯ ВЕЛИЧИНА. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Тепловые двигатели – это устройства, в которых тепловая энергия превращается в механическую.

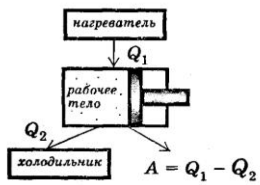


Рис. 92-1

Тепловые двигатели разнообразны как по конструкции, так и по назначению. К ним относятся паровые машины, паровые турбины, двигатели внутреннего сгорания, реактивные двигатели. Однако, несмотря на многообразие, в принципе действия различных тепловых двигателей есть общее. Основными частями любого теплового двигателя являются: нагреватель, рабочее тело и холодильник. На рис. 92-1 изображена условная схема любого теплового двигателя.

Нагреватель (паровой котел, горючая смесь, различные виды топлива) выделяет тепловую энергию Q_1, нагревая рабочее тело, которое находится в рабочей камере двигателя. Рабочим телом может быть пар или газ. Получив количество теплоты Q_1, газ расширяется, поскольку его давление p_1 больше внешнего давления (например, атмосферного), и перемещает поршень, совершая положительную работу. При этом его давление падает до p_2, а объем увеличивается от V_1 до V_2 (рис. 92-2).

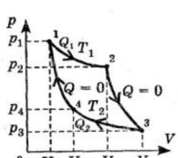


Рис. 92-2

Теперь, внимание! Если мы будем сжимать газ, проходя те же состояния, что и на участке 1–2 (рис. 92-2), но в обратном направлении, то совершим такую же по абсолютному значению, но отрицательную работу. В результате, вся работа за цикл будет равна нулю. Чтобы работа теплового двигателя была отлична от нуля, работа сжатия газа должна быть меньше работы расширения. На рис. 92-2 работа расширения равна площади фигуры $1-2-3-V_3-V_1$, а работа сжатия равна площади фигуры $1-4-3-V_3-V_1$. Следовательно, работа за цикл равна площади фигуры 1–2–3–4–1.

Чтобы работа сжатия была меньше работы расширения, надо, чтобы процесс сжатия проходил при меньшей температуре, для чего рабочее тело (газ, пар) надо охладить, т. е. привести в соприкосновение с более холодным телом, которое называют холодильником. Им может являться окружающая тепловой двигатель среда. Холодильнику рабочее тело отдаст при соприкосновении с ним количество теплоты Q_2. Поэтому работа A, совершенная двигателем, равна разности количества теплоты Q_1 полученной от нагревателя, и количества теплоты Q_2, отданной холодильнику:

$$\boxed{A = Q_1 - Q_2}$$

Все тепловые двигатели работают циклично, т. е. тепловые процессы в них многократно повторяются.

Разные тепловые двигатели при одинаковом количестве теплоты, полученной от нагревателя рабочим веществом, могут совершать разную работу. Работоспособность разных двигателей при одинаковых затратах тепловой энергии характеризуется их коэффициентом полезного действия (КПД η).

Коэффициентом полезного действия теплового двигателя называется отношение работы, совершенной этим двигателем, к количеству теплоты, полученному от нагревателя:

$$\boxed{\eta = \frac{A}{Q_1}100\%} \quad \text{или} \quad \boxed{\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}100\%}$$

Подчеркнем еще раз, что без холодильника ни один тепловой двигатель работать не может. Хоть и жалко отдавать задаром холодильнику немалую часть так нужной нам тепловой энергии, но без этого не обойтись. Это невеселое утверждение является прямым следствием второго закона термодинамики. Поэтому КПД любого теплового двигателя всегда меньше 100%, т. е. не только не может превысить 100%, но даже стать равным этой величине.

Давайте подумаем, каким термодинамическим процессам в газе должны соответствовать участки графика на рис. 92-2, чтобы КПД цикла был наибольшим. Для этого процесс расширения газа при передаче ему количества теплоты фх надо производить так, чтобы работа расширения была максимальна. Значит, этот процесс должен быть изотермическим, потому что именно при изотермическом процессе все тепло, переданное нагревателем рабочему телу, пойдет на совершение работы (см. применение первого закона термодинамики к изотермическому процессу). Итак, процесс расширения газа, которому соответствует участок 1-2 графика, должен быть изотермическим. Пусть он происходит при температуре T_1, где T_1 – температура нагревателя.

Затем газ надо охладить до температуры T_2. Но при этом нельзя допустить соприкосновения горячего газа с каким-либо холодным телом, потому что тогда часть внутренней энергии газа необратимо перейдет этому холодному телу, причем без совершения так нужной нам работы. Желательно также, чтобы процесс охлаждения газа происходил как можно быстрее и чтобы уменьшение его внутренней энергии все же сопровождалось совершением положительной работы. Такой процесс возможен – это адиабатный процесс, который протекает в условиях полной теплоизоляции и очень быстро. Следовательно, процесс охлаждения газа до температуры T_2 при расширении, графиком которого является участок 2-3, должен быть адиабатным.

Затем газ надо снова сжать, причем желательно опять изотермически, т. е. медленно, приведя его теперь в контакт с холодильником, имеющим такую же, как у газа, температуру T_2 (участок 3-4), а после этого сжать его опять адиабатно, увеличив внутреннюю энергию газа, т. е. повысив его температуру до T_1 . Так газ вернется в исходное состояние, завершив цикл и совершив при этом работу, численно равную площади, ограниченной замкнутой кривой, соответствующей этому циклу.

Отметим, что весь цикл проведен нами так, что газ не соприкасался с другим телом, температура которого ниже его температуры, ведь даже с холодильником он соприкасался, имея уже температуру T_1, такую же, как и температура холодильника. Благодаря этому никакая часть тепла, полученного от нагревателя, не отдавалась холодному телу, поэтому КПД такого цикла максимален.

Вывод: *круговой цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, соответствует максимальному КПД*.

Французский инженер Сади Карно в 1824 г. вывел формулу максимального КПД идеального теплового двигателя, в котором рабочим телом являлся идеальный газ и цикл которого состоял из двух изотерм и двух адиабат – цикла Карно.

Формула КПД цикла Карно, т. е. максимального КПД теплового двигателя имеет вид:

$$\boxed{\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}100\%}$$

Здесь T_1 – абсолютная температура нагревателя, T_2 – абсолютная температура холодильника.

КПД любого реального теплового двигателя всегда меньше КПД цикла Карно такой же конструкции, потому что в реальном газе происходят тепловые потери из-за внутреннего трения (вязкости газа) и, кроме того, изотермический и адиабатный процессы ев чистом виде» неосуществимы, ведь процесс не может быть бесконечно медленным, да и абсолютно теплоизолировать газ нельзя даже на короткое время.

Анализ формулы максимального КПД позволяет наметить пути повышения КПД реальных тепловых двигателей. Для этого нужно увеличить числитель этой формулы, т. е, разность температур нагревателя и холодильника (внешней среды) $T_1 - T_2$. Поскольку изменить температуру внешней среды сложно, нужно повысить температуру нагревателя, выбирая соответствующие виды топлива. Очевидно, что КПД данного теплового двигателя при одинаковой температуре нагревателя зимой выше, чем летом, так как зимой температура внешней среды ниже. Кроме того, для повышения КПД тепловых двигателей необходимо искать пути уменьшения тепловых потерь, улучшая теплоизоляцию, уменьшая трение в узлах двигателя и потери энергии из-за неполного сгорания топлива, улучшая конструкцию двигателей, и т. п. Повышение КПД тепловых двигателей – важная техническая задача.

Рассмотрим принцип действия наиболее распространенного в нагие время двигателя внутреннего сгорания, представление о котором должен иметь любой, пусть даже будущий, владелец автомобиля. Рабочий цикл четырехтактного двигателя внутреннего сгорания состоит из четырех процессов (тактов): впуска, сжатия, рабочего хода (сгорания – расширения) и выпуска.

Рис. 92-3

Впуск: поршень в цилиндре двигателя перемещается от верхней мертвой точки к нижней (рис, 92-3) и при этом впускной клапан открыт. В результате в цилиндре образуется разрежение (участок 1-2 диаграммы на рис. 92-4). Вследствие этого в цилиндр поступает горючая смесь, которая, перемешиваясь с остатками газа от предыдущего цикла, образует рабочую смесь. Процесс 1-2 близок к изотермическому.

Сжатие: поршень перемещается от нижней мертвой точки к верхней (участок 2-3). При этом оба клапана закрыты. Рабочая смесь сжимается. Совершается работа сжатия, за счет которой увеличивается внутренняя энергия рабочей смеси и ее температура повышается.

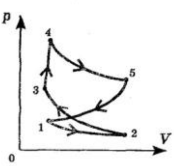


Рис. 92-4

Рабочий ход: сгорание – расширение. Рабочая смесь в цилиндре воспламеняется искрой и сгорает, выделяя большую тепловую энергию. Оба клапана по-прежнему закрыты. Температура сгорания превышает 2000°С, а давление достигает 4 МПа (участок 3-4). Процесс 3-4 близок к изохорному. Почти вся выделившаяся при сгорании топлива теплота превращается во внутреннюю энергию продуктов сгорания. Затем под действием давления образовавшегося газа поршень перемещается к нижней мертвой точке, проворачивая посредством кривошипно-шатунного механизма коленчатый вал. При этом совершается механическая работа (участок 4-5). К концу расширения давление и температура падают до 400 кПа и 1000°С.

Выпуск: открывается выпускной клапан и при этом поршень перемещается к верхней мертвой точке, очищая цилиндр от отработанных газов путем выталкивания их в атмосферу (участок 5-1). Давление к концу выпуска падает до атмосферного, а температура – до 300°С. Затем весь цикл повторяется.

Из этих четырех тактов лишь один рабочий ход является основным, а остальные три – вспомогательными, поэтому одноцилиндровый четырехтактный двигатель работает неравномерно. Для обеспечения непрерывности работы изготовляют двигатели с несколькими цилиндрами.

КПД современных двигателей внутреннего сгорания достигает 40–50%.

Первый тепловой двигатель был создан во второй половине XVIII столетия русским изобретателем И. И. Ползуновым и англичанином Д. Уаттом. Это была первая паровая машина. В ее котле нагревалась вода, и водяной пар толкал поршень, преобразуя тепловую энергию в механическую. Основным недостатком паровых двигателей был их чрезвычайно низкий КПД, не более 8–9%.

В конце XIX века шведский инженер Г. Лаваль сконструировал первую паровую турбину, в которой струя пара попадала на лопасти вращающегося ротора, после чего отработанный пар конденсировался и образовавшаяся вода вновь поступала в паровой котел. КПД современных паровых турбин достаточно высок и достигает 4022%. Паровые турбины приводят во вращение роторы генераторов всех современных электростанций. КПД газовых турбин, в которых водяной пар заменен природным газом, ниже, чем у паровых турбин, и достигает 30%, но зато у них нет громоздких паровых котлов и их масса значительно меньше, поэтому газотурбинные установки широко применяются в авиации.

В реактивных двигателях, которые устанавливаются на реактивных самолетах и ракетах, основными частями являются камера сгорания и сопло, через которое истекают с огромной скоростью продукты сгорания в виде струи . газа, благодаря чему возникает реактивная сила. Принцип действия ракетных двигателей основан на законе сохранения импульса, благодаря чему ракеты, снабженные реактивными двигателями, могут передвигаться не только в атмосфере, но и в открытом Космосе.

93. ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ И ОХРАНА ПРИРОДЫ

Количество тепловых двигателей в мире непрерывно увеличивается. Кроме того, за счет повышения температуры нагревателей, т. е. применения все более совершенных видов топлива, повышается их КПД. Но при сжигании топлива сгорает атмосферный кислород. Для нужд промышленности вырубаются леса, восстанавливающие запасы кислорода. В итоге количество кислорода в атмосфере постепенно уменьшается.

При сгорании всех видов топлива в атмосферу выбрасывается огромное количество углекислого газа. Этот газ, поднимаясь вверх, экранирует тепловое излучение, испускаемое земной поверхностью, в результате чего запасы тепла в земной атмосфере возрастают. Возникает опасный парниковый эффект, который угрожает повсеместным повышением температуры, таянием льдов на полюсах Земли, затоплением части суши и необратимым изменением климата. Исследования показывают, что за последние 20 лет содержание углекислого газа в атмосфере за счет жизнедеятельности человека возросло на 20%.

При сгорании древесины, угля и нефти в атмосферу выбрасываются вредные вещества: азотные и серные соединения, а также свинец, добавляемый в бензин для предотвращения детонации топлива, которая может привести к взрыву бензобака и быстрому износу двигателя. Подсчитано, что только автомобильные двигатели выбрасывают ежегодно в почву 3 млн. тонн свинца. Кроме того, соединения азота, поднимаясь в стратосферу, губят тонкий слой атмосферного озона. Из-за этого в верхних слоях атмосферы образуются озоновые дыры, через которые проникают космические лучи, губительные для всего живого. В настоящее время такие дыры обнаружены над земными полюсами.

Перед человечеством остро стоит вопрос охраны окружающей среды от продуктов его же деятельности. Без этого невозможно сберечь здоровье нынешнего и будущих поколений. Необходимо совершенствовать технологические процессы, создавать безотходные технологии, внедрять высокоэффективные установки для очистки промышленных и транспортных выбросов, улучшать качество сырья и топлива.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

94. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ВЗГЛЯДОВ НА ПРИРОДУ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

В основе всех процессов, происходящих в природе, лежит взаимодействие тел или частиц, из которых состоят тела. Существуют четыре фундаментальных вида взаимодействий, к которым можно свести все взаимодействия любых объектов материального мира. Перечислим их, расположив по порядку возрастания силового воздействия: гравитационное, слабое, электромагнитное, сильное (ядерное).

По разнообразию проявлений, по значению для жизни и деятельности человека из этих видов первенство следует отдать электромагнитному взаимодействию материальных объектов. Это связано с тем, что все тела природы состоят из молекул и атомов, в состав которых входят непрерывно движущиеся электрически заряженные частицы, окруженные электрическими и магнитными полями.

Раздел физики, в котором изучается электромагнитное взаимодействие любых материальных объектов, называют электромагнетизмом.

О том, что в природе существуют электрические и магнитные явления, людям было известно еще в древности. В трудах родоначальника древнегреческой науки Фалеса Милетского, жившего около 624-547 гг. до новой эры, указывается на свойство янтаря, потертого о мех или шерсть, притягивать к себе легкие тела. Янтарь по-гречески – электрон, поэтому это свойство янтаря получило название электризации. Так в науку вошел термин «электричество». Однако количественное изучение электрических явлений началось значительно позже. Лишь в XVII веке было обнаружено, что электрические заряды бывают двух знаков: положительные и отрицательные, что металлы могут

проводить электрический ток, что электрические и магнитные явления различны, хотя и взаимосвязаны.

В середине XVIII века американский ученый Франклин установил электрическую природу молнии и изобрел громоотвод. В том же веке русские ученые М. В. Ломоносов и Г. Рихман открыли существование электрического поля вокруг заряженных тел и теоретически обосновали действие громоотвода.

В 1785 г. французский физик Ш. Кулон установил основной закон электростатики – закон Кулона, определивший взаимодействие заряженных тел, а также закон взаимодействия магнитных полюсов. Через год итальянский ученый Гальвани, препарируя лягушку, обнаружил, что ее нерв заряжается положительно, а мышца – отрицательно, что привело его к ошибочному выводу о существовании «животного электричества». Его соотечественник А. Вольта показал, что Гальвани открыл физиологическое действие электрического тока. Вольта создал генератор электрического тока, который явился первым гальваническим элементом (так называемый вольтов столб). С созданием вольтова столба человечество вступило в новую эпоху – эпоху электричества.

В 1802 г. русский ученый В. В. Петров впервые получил на вольтовом столбе устойчивый электрический разряд -дугу Петрова, которая впоследствии нашла широкое применение при сварке металлов, а также в устройстве прожекторов. В 1807 г. английский ученый Г. Девиди осуществил впервые электролиз водных растворов щелочей, получив при этом неизвестные ранее металлы – калий и натрий. В 1841-1842 гг. русский ученый Э. Х. Ленц и английский Джоуль открыли закон, позволяющий рассчитать количество теплоты, выделяемое в проводнике электрическим током, благодаря чему в жизни людей получили широчайшее распространение разнообразные электронагревательные приборы.

Важнейшим этапом в развитии теории электромагнетизма явилось установление взаимосвязи электрических и магнитных явлений.

В 1820 г. датский физик Х. Эрстед обнаружил действие электрического тока на магнитную стрелку. В том же году французский физик А. Ампер разработал основы электромагнетизма, установив закон магнитного действия тока и объяснив намагничивание веществ существованием в молекулах круговых молекулярных токов.

Большой вклад в развитие теории электромагнетизма внес английский ученый М. Фарадей. В 1831 г. им было открыто явление электромагнитной индукции, что положило начало бурному развитию электротехники. Практическое значение открытий Фарадея огромно. Благодаря им человечество получило дешевую электроэнергию, что позволило быстро продвинуться по пути технического прогресса; были построены первые электростанции, появилось электрическое освещение и возможность практически мгновенной передачи информации по проводам.

Представления Фарадея о природе электромагнетизма получили дальнейшее развитие в трудах английского ученого Дж. Максвелла. Опираясь на закономерности электромагнитных явлений, открытые его предшественниками опытным путем, Максвелл сформулировал фундаментальные уравнения, которые легли в основу электродинамики, подобно тому, как законы Ньютона легли в основу классической механики. Электродинамика, основанная на теории Максвелла, получила название классической электродинамики или электродинамики Максвелла.

Раздел классической электродинамики, в котором изучаются свойства неподвижных электрических зарядов и электрических полей, окружающих эти заряды, называется электростатикой.

Уравнения электростатики можно получить как частный случай из уравнений Максвелла. Заряды в электростатике принимаются за неподвижные относительно той инерциальной системы отсчета, в которой они рассматриваются. Относительно иных инерциальных систем отсчета эти заряды движутся с постоянной скоростью и поэтому их свойства могут быть описаны более общими законами классической электродинамики. Таким образом, электростатика входит как составная часть в классическую электродинамику.

Развитие науки XX столетия показало, что законы электродинамики Максвелла неприменимы к объектам микромира – атомам и внутриатомным частицам. На малых пространственно-временных промежутках вступают в силу квантовые свойства электромагнитных полей, которые классическая электродинамика не учитывает.

Следовательно, классическая электродинамика имеет свои границы применимости: она применима лишь к электромагнитным процессам в макромире. Электродинамика, законы которой применимы как к макро-, так и к микромиру, получила название квантовой электродинамики. Законы электродинамики классической вошли в квантовую электродинамику как частный случай.

С созданием квантовой электродинамики значение электродинамики классической не уменьшилось. Все теоретические положения классической электродинамики Максвелла сохраняют свою силу и на современном этапе развития науки, являясь основой радиотехники, большинства разделов электроники, оптики. С помощью уравнений Максвелла решаются проблемы получения устойчивой плазмы, управляемого термоядерного синтеза и многие другие задачи теоретического и прикладного характера.

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

95. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗАРЯДЫ, ИХ СВОЙСТВА И КЛАССИФИКАЦИЯ. ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТЕЛ. ЭЛЕКТРОМЕТР

Электромагнитное взаимодействие тел обусловлено наличием у них *электрических зарядов*.

Электрический заряд – это количественная мера электромагнитного взаимодействия тел.

Взаимодействие неподвижных зарядов называют электростатическим или кулоновским взаимодействием.

Любые электрические и магнитные явления, имеющие место в природе, свидетельствуют о существовании и движении электрически заряженных тел. Сам по себе электрический заряд не существует, его носителем может быть только частица вещества, которую часто называют просто зарядом. Обычно обозначают электрический заряд буквой q или Q.

Электрический заряд – скалярная, алгебраическая величина, т. е. он может быть положительным и отрицательным.

Единица электрического заряда в СИ – *кулон* (Кл). Физический смысл кулона: *1 Кл это заряд, проходящий через поперечное сечение проводника за 1 с, по которому течет постоянный ток силой 1 А*:

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}.$$

Поскольку 1 кулон – очень большой заряд, то часто используют внесистемные единицы заряда: пикокулон (пКл), нанокулон (нКл), микрокулон (мкКл), милликулон (мКл):

$$1 \text{ пКл} = 1 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}, \quad 1 \text{ нКл} = 1 \cdot 10^{-9} \text{ Кл},$$

$$1 \text{ мкКл} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}, \quad 1 \text{ мКл} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}.$$

Основные свойства электрических зарядов: *двойственность, аддитивность, сохранение, квантование, инвариантность по отношению к разным инерциальным системам отсчета. Рассмотрим эти свойства в отдельности.*

Двойственность электрических зарядов

Установлено, что в природе существуют заряды двух знаков. *Заряды одного знака (одноименные заряды) отталкиваются друг от друга, а заряды разных знаков (разноименные заряды) притягиваются друг к другу. В связи с этим заряды условно разделили на положительные и отрицательные.*

Положительным был назван заряд, который приобретает стеклянная палочка, потертая о шелк или бумагу. Отрицательным был назван заряд, который приобретает эбонитовая палочка, потертая о мех или шерсть.

Наименьшим (элементарным) положительным зарядом обладает элементарная частица «протон», входящая в состав ядра атома. Наименьшим (элементарным) отрицательным зарядом обладает элементарная частица «электрон», входящая в состав атома. Элементарный положительный заряд по модулю равен элементарному отрицательному заряду и отличается от него лишь знаком.

Модуль элементарного заряда:

$$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Атомы вещества являются электрически нейтральными, когда число протонов в их ядрах равно числу электронов на орбитах, т. е. когда суммарный положительный заряд атомного ядра равен суммарному отрицательному заряду всех электронов на орбитах. Если по какой-либо причине число электронов превысит число протонов, то атом приобретет отрицательный заряд и превратится в отрицательный ион, а если, наоборот, число протонов превысит число электронов, то – в положительный ион.

Если у всех заряженных частиц, входящих в состав данного атома, поменять знак на противоположный, то характер их взаимодействия совершенно не изменится. Иными словами, *все законы физики симметричны (инвариантны) к операции замены, всех положительных зарядов тела на отрицательные и наоборот*.

Аддитивность электрических зарядов

Электрический заряд – аддитивная величина. Это значит, что общий заряд q системы, состоящей из N заряженных частиц, равен сумме зарядов частиц, входящих в эту систему,

$$q = \sum_{i=1}^{N} q_i \ .$$

Сохранение заряда

Электрические заряды рождаются только парами. В каждой такой паре заряды равны по модулю и противоположны по знаку. Если два равных по модулю и противоположных по знаку заряда привести в соприкосновение, то они нейтрализуются. В результате суммарный заряд системы тел, в которой возникли или исчезли заряды, останется прежним.

Закон сохранения зарядов: *в изолированной системе алгебраическая сумма всех зарядов сохраняется при любых изменениях внутри системы. Изолированной называется система, которая не обменивается зарядами с внешней средой*.

В справедливости этого фундаментального закона природы можно легко убедиться при электризации тел.

Электризацией тела называют появление на нем нескомпенсированного электрического заряда.

Электризовать тело можно при соприкосновении его с заряженным телом или, поднеся незаряженное тело к заряженному, а также при трении тел друг о друга.

При соприкосновении часть зарядов переходит с заряженного тела на незаряженное. Если заряженное тело А поднести к незаряженному телу В, не касаясь его, то на поверхности незаряженного тела, которая ближе к заряженному, соберутся заряды противоположного знака (рис. 95-1). Такой процесс называется *электризацией через влияние*.

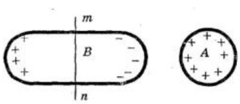


Рис. 95-1

Если теперь бывшее незаряженным тело разрезать, например, по линии mn (рис. 95-1), то обе его половинки будут иметь не скомпенсированные заряды противоположного знака.

Если их привести в соприкосновение, то тело снова станет нейтральным.

При трении стекла о шелк уменьшаются неровности поверхностей этих тел и они сближаются настолько, что становится возможным переход электронов со стекла на шелк под действием электрического поля, возникшего между стеклом и шелком. Потеряв часть электронов, стекло приобретает положительный заряд, а шелк – отрицательный. Если их теперь привести в соприкосновение, то они нейтрализуются.

При трении эбонита или янтаря о мех или шерсть электроны переходят с меха или шерсти на янтарь или эбонит, вследствие чего янтарь и эбонит приобретают отрицательный заряд, а мех и шерсть – такой же по величине положительный. Если эбонитовой палочкой, заряженной подобным образом, коснуться шарика электроскопа, то его листочки разойдутся, так как приобретут одноименный отрицательный заряд. Если теперь к шарику электроскопа поднести кусочек меха, о который была потерта эта эбонитовая палочка, то листочки опадут, т. е. электроскоп полностью разрядится, так как положительный заряд меха нейтрализует равный ему отрицательный заряд электроскопа.

Квантование заряда

Опыт показывает, *что любой электрический заряд квантуется, т. е. делится целое число раз на элементарные электрические заряды. Следовательно, все электрические заряды, кроме элементарных,* *дискретны, т. е. делимы*. Поэтому любой заряд q на теле можно представить как произведение целого числа N избыточных или недостающих электронов по сравнению с числом протонов в ядрах атомов этого тела и элементарного заряда e:

$$\boxed{q = Ne} \tag{95.1}$$

где e – модуль элементарного заряда, N = 1, 2, 3, число элементарных зарядов в заряде q .

Проделано множество опытов в поисках частиц с дробным элементарным зарядом, но пока ни один из них не увенчался успехом. На вопрос, почему такие частицы не обнаруживаются в свободном состоянии, физики пока дать ответ не могут, хотя название таким частицам они уже придумали. Частицы с дробным элементарным зарядом $+\frac{1}{3}e$, $-\frac{1}{3}e$, $+\frac{2}{3}e$, и $-\frac{2}{3}e$ получили название *кварков*. Теоретические исследования подтверждают реальность их существования, поэтому поиски кварков продолжаются, хотя ученые склоняются к мысли о том, что, возможно, кварки в свободном состоянии не существуют.

Инвариантность заряда к разным инерциальным системам отсчета

Опыт показывает, что *величина заряда не зависит от скорости его движения*. Один и тот же электрический заряд, измеренный в разных инерциальных системах отсчета, одинаков. Следовательно, *электрический заряд инвариантен к разным инерциальным системам отсчета*.

Инвариантность электрических зарядов непосредственно следует из закона сохранения заряда. Действительно, если бы величина заряда изолированной системы зависела от скорости ее движения, то с увеличением ее скорости заряд системы изменялся бы. Но этот факт входил бы в непреодолимое противоречие с законом сохранения заряда, согласно которому в изолированной системе заряд сохраняется. Имеется множество экспериментальных доказательств независимости величины заряда от скорости движения заряженного тела.

Электрометр

Устройство, которое позволяет обнаруживать на теле электрический заряд, называют *электроскопом*. Электроскоп состоит из металлического стержня с шариком на одном конце и двумя легкими листочками на нитях, прикрепленных к другому концу. Все это помещается в стеклянный баллон с изолирующей подставкой (рис. 95-2).

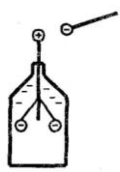


Рис. 95-2

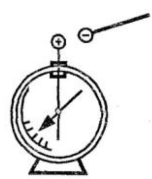


Рис. 95-3

При поднесении к шарику электроскопа заряженного тела листочки приобретают одноименный заряд и отталкиваясь друг от друга расходятся тем сильнее, чем больше этот заряд.

Если листочки заменить стрелкой и поместить в сосуд шкалу, проградуированную в единицах заряда, то получим прибор, который называют *электрометром*. С его помощью можно измерять электрический заряд. Чем больше угол отклонения стрелки электрометра от вертикального стержня, тем больше величина измеряемого заряда (рис. 95-3).

Классификация электрических зарядов

По способности перемещаться по заряженному телу под действием электрического поля заряды условно делят на *свободные, связанные и сторонние*.

Свободными называют заряды, способные передвигаться по всему телу, на котором они находятся, под действием электрического поля, в которое тело помещено. К свободным зарядам относятся свободные электроны в проводниках, электроны и дырки в полупроводниках ионы обоих знаков в электролитах, заряды – носители тока в вакууме.

Связанными называют заряды, входящие в состав молекул диэлектриков (изоляторов), которые под действием внешнего электрического поля могут лишь смещаться в пределах молекулы, относительно положения равновесия, но покинуть молекулу не могут.

Сторонними зарядами называют заряды, находящиеся на диэлектрике, но не входящие в состав его молекул, а также заряды вне диэлектрика. Такие заряды могут быть помещены на диэлектрик извне. Подобно связанным, сторонние заряды могут под действием внешнего электрического поля лишь смещаться на несколько межатомных расстояний, но совершать перемещение по всему диэлектрику они не могут.

В зависимости от размеров тела, на котором они находятся, заряды делят на точечные и протяженные (распределенные).

Точечным называют заряд тела, принятого за материальную точку. Поскольку материальная точка – абстрактный объект, то понятие точечного заряда – тоже абстракция. Тем не менее в электростатике понятие точечного заряда часто применяется, когда заряд расположен на теле, размерами которого можно пренебречь в условиях данной задачи.

Протяженным (распределенным) называется заряд тела, размерами которого пренебречь нельзя. Протяженные заряды условно делят на *линейные*, *поверхностные* и *объемные*.

Линейным называется заряд нити или стержня, диаметр которых бесконечно меньше их длины.

Для характеристики распределения заряда вдоль нити вводят понятие *линейной плотности заряда*.

Линейная плотность заряда τ, равномерно распределенного по нити, равна отношению заряда нити q к ее длине l,

$$\boxed{\tau = \frac{q}{l}} \qquad (95.2)$$

Единица линейной плотности заряда в СИ – *кулон на метр* (Кл/м). Физический смысл этой единицы измерения: 1 Кл/м – *линейная плотность заряда, при которой на каждом метре нити имеется заряд* 1 Кл.

Некоторые внесистемные единицы линейной плотности заряда: Кл/мм, Кл/см. Их перевод в СИ:

1 Кл/мм = 1000 Кл/м,   1 Кл/см =100 Кл/м.

Для характеристики распределения заряда по поверхности вводят понятие *поверхностной плотности заряда*.

Поверхностная плотность σ заряда равна отношению заряда q, равномерно распределенного по поверхности, к площади S этой поверхности,

$$\boxed{\sigma = \frac{q}{S}} \qquad (95.3)$$

Единица поверхностной плотности заряда в СИ – *кулон на метр в квадрате* (Кл/м^2).

Физический смысл этой единицы: 1 Кл/м^2 – это поверхностная плотность заряда, при которой на каждом квадратном метре площади поверхности находится заряд 1 Кл.

Некоторые внесистемные единицы поверхностной плотности заряда: Кл/мм^2, Кл/см^2. Их перевод в СИ:

1 Кл/мм^2 =$1\cdot10^6$ Кл/м^2,   1 Кл/см^2 =$1\cdot10^4$ Кл/м^2.

Для характеристики распределения заряда в некотором объеме вводят понятие объемной плотности заряда.

Объемная плотность заряда ρ, равномерно распределенного в объеме V, равна отношению заряда к объему, по которому он распределен,

$$\boxed{\rho = \frac{q}{V}} \qquad (95.4)$$

Единица объемной плотности заряда в СИ – кулон на метр в кубе (Кл/м^3).

Физический смысл этой единицы измерения: 1 Кл/м^3 – *это объемная плотность заряда, при которой в каждом кубическом метре заряженного тела содержится заряд* 1 Кл

Очевидно, что линейная, поверхностная и объемная плотности заряда – скалярные величины.

96. ЗАКОН КУЛОНА

Закон взаимодействия двух точечных электрических зарядов установил в конце XVIII века французский ученый Шарль Кулон. Этот закон был установлен экспериментально с помощью прибора, созданного Кулоном, который он назвал крутильными весами.

Рассмотрим устройство и принцип действия крутильных весов, изображенных на рис. 96-1. Основной частью весов являлось подвешенное горизонтально на проводящей нити 1 коромысло 2. На одном конце коромысла помещался малый шарик 3, а на другом – противовес 4. Вблизи шарика 3 располагался такой же шарик 5, соединенный проводящей нитью с шариком 7. При сообщении шарикам 6 и 7 зарядов шарики 3 и 5 также заряжались и взаимодействовали с некоторой силой, которую определяли по шкале 8, проградуированной в единицах силы. Величину этой силы показывала стрелка, перемещавшаяся по шкале 8 при закручивании нити 1. Нить закручивалась тем сильнее, чем с большей силой взаимодействовали шарики 3 и 5. Сила их взаимодействия зависела не только от зарядов, сообщенных шарикам 3 и 5, но и от расстояния между ними, которое определяли с помощью шкалы 9, проградуированной в единицах длины, а также от среды, в которую заряды помещали.

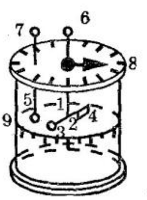


Рис. 96-1

Меняя заряды на шариках и расстояние между ними, Кулон установил закон, определивший зависимость силы взаимодействия зарядов от их величины и расстояния между ними. Этот закон лег в основу всей электростатики и является одним из основных законов электромагнетизма.

Закон Кулона: сила взаимодействия двух покоящихся точечных электрических зарядов прямо пропорциональна произведению модулей этих зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Эта сила направлена вдоль прямой, соединяющей заряды. Ее величина зависит также от диэлектрических свойств среды, в которой заряды взаимодействуют,

$$\boxed{F = k\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}} \quad \text{– закон Кулона.} \qquad (96.1)$$

Здесь F – сила взаимодействия точечных зарядов, q_1 и q_2 – здесь и далее модули зарядов, k – коэффициент пропорциональности, ε – *относительная диэлектрическая проницаемость среды*, в которую помещены заряды, r – расстояние между ними.

Иногда, чтобы подчеркнуть, что q_1 и q_2 – модули зарядов, формулу (96.1) записывают так:

$$\boxed{F = k\frac{|q_1||q_2|}{\varepsilon r^2}}$$

Формула (96.1) справедлива только в случае вакуума или безграничной, однородной и изотропной жидкой или газообразной среды, в которую помещены неподвижные заряды.

Величина коэффициента пропорциональности к зависит от выбора системы единиц. В СИ $k = 9 \cdot 10^9$ Н·м^2/Кл^2. Эта величина означает, что *два точечных покоящихся электрических заряда по* 1 Кл *каждый, расположенные в вакууме на расстоянии* 1 м *друг от друга, взаимодействуют друг с другом с огромной силой* $9 \cdot 10^9$ Н. *Следовательно, заряд* 1 Кл – *очень большой заряд*.

Безразмерная величина ε, входящая в знаменатель закона Кулона, называется *относительной диэлектрической проницаемостью среды*, в которую помещены заряды.

Физический смысл относительной диэлектрической проницаемости среды: *относительная диэлектрическая проницаемость среды показывает, во сколько раз сила взаимодействия электрических зарядов в вакууме больше, чем в данной среде*.

Например, $\varepsilon_{воды} = 81$. Это значит, что в воде заряды взаимодействуют с силой в 81 раз меньшей, чем в вакууме, находясь на том же расстоянии друг от друга. $\varepsilon_{вакуума} = 1$, $\varepsilon_{воздуха}$ тоже примерно равна 1.

На рис 96-2 изображены одноименные и разноименные точечные заряды q_1 и q_2, взаимодействующие с силами $\vec{F}_{12}$ и $\vec{F}_{21}$, направленными по прямым эти заряды. Сила $\vec{F}_{12}$ действует на первый заряд со стороны второго, а сила $\vec{F}_{21}$ – на второй заряд со стороны первого.

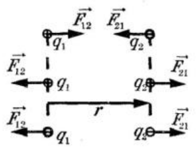


Рис. 96-2

Когда один заряд положительный, а второй отрицательный, эти силы направлены навстречу друг другу, а когда оба заряда положительные или оба отрицательные, то эти силы как бы «отворачиваются» друг от друга.

По формуле (96.1) можно также вычислить силу взаимодействия двух покоящихся заряженных сфер с равномерно распределенными по ним зарядами. В этом случае r – это расстояние между центрами сфер.

Следует отметить, что заряды взаимодействуют друг с другом не непосредственно, ведь они не касаются друг друга. Воздействие одного заряда на другой осуществляется посредством третьего материального объекта – электрического поля, которое окружает оба заряда. Это поле и является переносчиком взаимного действия зарядов.

В современной физической литературе часто встречается иная запись закона Кулона, при которой коэффициент пропорциональности k заменен другим коэффициентом $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$. Величина ε_0 называется *электрической постоянной*.

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}, \text{ то } \varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = \frac{1}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Замена коэффициента k выражением $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ вызвана тем, что некоторые формулы электромагнетизма в результате такой замены упрощаются, поэтому запись законов электростатики с подобной заменой коэффициентов получила название рационализованной формы записи. В рационализованной форме закон Кулона выглядит следующим образом:

$$\boxed{F = k\frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}} \quad \text{или} \quad \boxed{F = k\frac{|q_1| \cdot |q_2|}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}} \qquad (96.2)$$

Подчеркнем еще раз, что закон Кулона, записанный формулами (96.1) или (96.2), применим к взаимодействию только точечных зарядов или заряженных сфер. Для вычисления силы взаимодействия иных протяженных зарядов на телах произвольной формы, нужно мысленно разделить эти тела на столь малые участки, чтобы заряды на них можно было бы считать точечными, и вычислить силу взаимодействия каждой пары таких зарядов, а затем произвести векторное сложение всех этих сил. Подобные сложные задачи решаются методом интегрирования.

Если на заряд действуют силы со стороны нескольких зарядов, то их равнодействующая определяется по правилу векторного сложения сил. Это правило называется *принципом суперпозиции сил*.

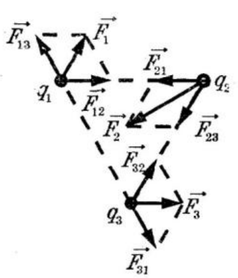


Рис. 96-3

Принцип суперпозиции сил при взаимодействии нескольких зарядов: *равнодействующая сил, действующих на данный заряд со стороны других зарядов, равна векторной сумме сил, действующих на этот заряд со стороны каждого заряда в отдельности*.

На рис. 96-3 применен принцип суперпозиции к зарядам q_1, q_2 и q_3 расположенным в вершинах треугольника. Здесь равнодействующие силы $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$ и $\vec{F}_3$ определены по правилу параллелограмма сил с учетом знаков взаимодействующих зарядов.

Из принципа суперпозиции сил следует, что сила взаимодействия двух зарядов не изменится, если между ними поместить другие заряды.

97. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ЕГО СВОЙСТВА. НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА-ИСТОЧНИКА. ПРИНЦИП СУПЕРПОЗИЦИИ ПОЛЕЙ

Переносчиком взаимодействия электрических зарядов является *электрическое поле*.

Электрическое поле – это форма материи, окружающей электрически заряженные тела.

Электрическое поле материально, хотя и не воздействует на наши органы чувств за исключением очень сильных полей.

Электрическое поле является составной частью единого *электромагнитного поля*.

Электрическое поле, окружающее неподвижные заряды-источники поля, называется электростатическим (т. е. полем неподвижных зарядов).

Согласно теории электрического поля, созданной М. Фарадеем, каждый электрический заряд окружен его электрическим полем, поэтому такой заряд мы будем условно называть зарядом-источником $q_{ист}$. Однако это название не означает, что заряд первичен, а поле вторично, т. е. что поле появляется после заряда. Электрическое поле заряда неразрывно связано с ним, рождается одновременно с ним и вместе с ним исчезает. Название «заряд-источник» поля означает лишь то, что данное электрическое поле связанно именно с этим зарядом, а все другие заряды внесены в поле этого заряда.

Заряд, который вносят в поле заряда-источника и с помощью которого исследуют это поле, мы будем называть *пробным зарядом* $q_{пр}$. Если не указан знак пробного заряда, то его принято считать положительным. Пробный заряд должен быть расположен на теле столь малых размеров, чтоб его можно было поместить в данную точку поля. При этом собственное электрическое поле пробного заряда должно быть столь мало, чтобы оно не изменяло поле заряда-источника. Понятно, что таких пробных зарядов в природе не существует, поэтому пробный заряд относится к абстрактным объектам. Чем меньше размеры заряженного тела, несущего заряд, которым исследуют электрическое поле, и чем слабее его собственное поле по сравнению с полем заряда-источника, тем точнее заряд на теле удовлетворяет условию пробного заряда.

В дальнейшем мы покажем, что переменные электрические поля могут отрываться от связанных с ними зарядов и распространяться в пространстве уже независимо от них.

Назовем основные свойства электрического поля:

а) источником электрического поля являются электрические заряды и переменные магнитные поля, с которыми данное электрическое поле неразрывно связано; источником электростатического поля являются только неподвижные электрические заряды;

б) электрическое поле действует на внесенные в него заряды с некоторой силой;

в) электрическое поле распространяется в пространстве с конечной скоростью, которая в вакууме равна скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Основной силовой характеристикой электрического поля является его напряженность $\vec{E}$.

Определение напряженности электрического поля: *напряженность электрического поля в данной точке равна отношению силы, действующей на пробный заряд, внесенный в эту точку, к величине этого заряда,*

$$\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_{пр}}} \tag{97.1}$$

Здесь $\vec{F}$ – сила, действующая со стороны электрического поля напряженностью $\vec{E}$ на пробный заряд $q_{пр}$, внесенный в эту точку поля.

Физический смысл напряженности электрического поля: *напряженность электрического поля в данной точке равна силе, действующей на единичный пробный заряд, внесенный в эту точку поля.*

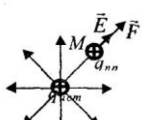


Рис. 97-1

Напряженность – векторная величина. Вектор напряженности $\vec{E}$ сонаправлен с вектором силы, действующей на положительный пробный заряд, внесенный в данную точку электрического поля (рис. 97-1).

Направление и величина вектора напряженности электрического поля в данной точке определяются исключительно знаком заряда-источника и не зависят от знака пробного заряда. Вектор напряженности электрического поля в данной точке имеет свое направление и величину, даже если в этой точке никакого пробного заряда нет. Какие бы пробные заряды мы ни вносили бы в данную точку поля, его напряженность при этом не изменится.

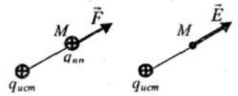


Рис. 97-2

Чтобы лучше разобраться с направлением вектора напряженности $\vec{E}$, обратимся к рис. 97-2. На этом рисунке изображен положительный заряд источник q_{ucm}, в поле которого располагается точка М. Если в эту точку внести пробный (положительный) заряд q_{np}, то на него будет действовать сила $\vec{F}$, направленная в сторону от заряда-источника. Но поскольку условились считать вектор напряженности $\vec{E}$ сонаправленным с вектором силы $\vec{F}$, действующей на положительный пробный заряд, значит, вектор $\vec{E}$ направлен в точке М так, как показано на рис. 97-2, и когда в точке М никакого пробного заряда нет.

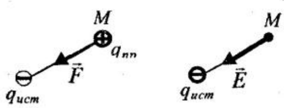


Рис. 97-3

Если не говорится о знаке заряда-источника, то его принято считать положительным. Однако он может быть и отрицательным (см. рис. 97-3). В этом случае, если в точку М внести пробный положительный заряд q_{np}, то сила $\vec{F}$, действующая на него, «повернется» к заряду-источнику q_{ucm}. Если пробный заряд q_{np} убрать из точки М, то поле в этой точке все равно останется и оно будет иметь направление, показанное силой $\vec{F}$, когда заряд в ней был. Это направление указывает на рис. 97-3 вектор напряженности $\vec{E}$ (говорят «направление поля» или «направление вектора напряженности», имея в виду одно и то же).

Таким образом, если заряд-источник электрического поля положительный, то вектор напряженности $\vec{E}$ во всех точках этого поля «отворачивается» от заряда-источника, а если заряд-источник отрицательный, то вектор напряженности $\vec{E}$ во всех точках окружающего его поля «поворачивается» к такому заряду. При этом вектор напряженности не изменяется, какие бы знака пробные заряды ни вносили в это поле.

Единица напряженности электрического поля в СИ – Н/Кл или В/м. Физический смысл единицы измерения Н/Кл: 1 Н/Кл – напряженность *электрического поля в такой точке, в которой на пробный заряд* 1 Кл *действует сила* 1 Н.

Как уже было сказано, напряженность электрического поля в данной точке не зависит ни от величины и знака пробного заряда, внесенного в него, ни от величины силы, действующей на этот пробный заряд. Если пробный заряд изменить в несколько раз, то во столько же раз изменится и сила, действующая на него, но величина напряженности поля при этом не изменится. Определим, от чего зависит напряженность $\vec{E}$ электрического поля, созданного точечным зарядом-источником q_{ucm} в некоторой точке М, отстоящей на расстоянии r от заряда-источника. Если в точку М поместить пробный заряд q_{np}, то на него со стороны заряда-источника q_{ucm} будет действовать сила F, которой в случае, если оба заряда точечные по закону Кулона равен:

$$F = k\frac{q_{ucm}\cdot q_{np}}{\varepsilon r^2}$$

Так как по определению напряженности (см. формулу (97.1))

$$E = \frac{F}{q_{np}}, \quad \text{то} \quad E = k\frac{q_{ucm}\cdot q_{np}}{\varepsilon r^2 q_{np}},$$

$$E = k\frac{q_{ucm}}{\varepsilon r^2} \quad \text{или} \quad \boxed{E = k\frac{|q_{ucm}|}{\varepsilon r^2}} \qquad (97.2)$$

В рационализованном виде

$$\boxed{E = \frac{q_{ucm}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}} \quad \text{или} \quad \boxed{E = \frac{|q_{ucm}|}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}} \qquad (97.3)$$

Согласно формулам (97.2) и (97.3) *напряженность электрического поля точечного заряда-источника в некоторой точке поля прямо пропорциональна величине этого заряда и обратно пропорциональна квадрату расстояния .между этой точкой поля и зарядом-источником. Кроме того, она зависит от диэлектрических свойств среды, в которой находится заряд-источник.*

Подчеркнем еще раз, что в этих формулах $q_{ист}$ и $|q_{ист}|$ – модуль заряда-источника поля.

Таким образом, напряженность поля, созданного точечным зарядом-источником, зависит от величины и знака этого заряда, от расстояния между этим зарядом и точкой поля, в которой определяется напряженность, и от среды, в которой заряд находится.

По формулам (97.2) и (97.3) можно также определить напряженность поля заряженной сферы, если заряд по ней распределен равномерно. В этом случае r – расстояние от точки поля, в которой определяется напряженность, до центра сферы.

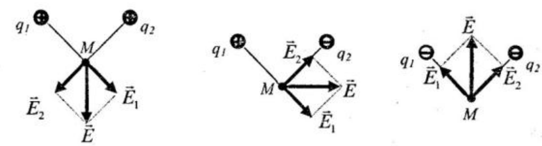
Следует иметь в виду, что в задачах электростатики прямо не указывается, о каких зарядах идет речь, пробных или источниках, об этом нужно самим догадаться, анализируя условие задачи. Если сказано, что в поле такого-то заряда что-то происходит, то этот заряд-источник поля, а если сказано, что такой-то заряд внесли в поле или что он там движется или на такой-то заряд действует сила и т. п., то этот заряд – пробный.

Если электрическое поле создано несколькими зарядами-источниками, то результирующая напряженность этого поля определяется *принципом суперпозиции полей.*

Принцип суперпозиции полей: *напряженность электрического поля $\vec{E}$, созданного в данной точке несколькими зарядами-источниками, равна векторной сумме напряженностей полей $\vec{E}_i$, созданных в этой точке каждым зарядом в отдельности*:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{N} \vec{E}_i .$$

На рис. 97-4 применен принцип суперпозиции полей для определения напряженности $\vec{E}$ поля, созданного в точке М двумя точечными зарядами q_1 и q_2 (двумя положительными (рис. 97-4, а), положительным и отрицательным (рис. 97-4, б) и двумя отрицательными (рис. 97-4, в).



а) б) в)

Рис. 97-4

98. ГРАФИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ. СИЛОВЫЕ ЛИНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. НЕОДНОРОДНЫЕ И ОДНОРОДНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ

Электрическое поле невидимо, но иногда очень важно показать, как оно распределено в пространстве, например, вблизи антенны той или иной конфигурации, между обкладками конденсатора или между электродами электронно-лучевой трубки, и т. д. В этом случае его можно изобразить графически с помощью линий вектора напряженности $\vec{E}$, которые также называют силовыми линиями электрического поля.

Линией вектора напряженности или силовой линией электрического поля называют линию, в каждой точке которой вектор напряженности направлен по касательной к ней (рис. 97-1).

Рис. 98-1

Электрическое поле можно было бы изобразить графически, показав в каждой его точке вектор напряженности, но поскольку все векторы прямые, то они пересекали бы друг друга и картина получилась бы крайне сложной. Поэтому выбрали такие линии, чтобы вектор напряженности к ним в каждой точке был направлен по касательной. Но если через каждую точку пространства, занятого электрическим полем, провести силовую линию, то все они сольются. Чтобы этого не случилось и чтобы охарактеризовать величину напряженности поля в данном месте, *договорились густоту силовых линий выбирать такой, чтоб их количество при пересечении некоторой единичной площадки, перпендикулярной линиям, было равно напряженности поля в этом месте*. Например, чтобы показать, что в данном месте напряженность поля равна 5 Н/Кл, можно через площадку в 1 см^2, перпендикулярную линиям, провести 5 силовых линий, а там, где напряженность поля больше, провести их, соответственно, больше и тем самым охарактеризовать величину поля по их густоте.

При графическом изображении электрических полей с помощью силовых линий надо руководствоваться следующими правилами:

а) линии вектора напряженности электрического поля (силовые линии) начинаются и оканчиваются на электрических зарядах или уходят в бесконечность, т. е. они всегда разомкнуты и внутрь проводников с неподвижными зарядами не проникают;

б) движущиеся электрические заряды и переменны магнитные поля связаны с вихревыми электрическим полями, силовые линии которых замкнуты;

в) линии вектора напряженности электростатического поля (силовые линии) выходят из положительных зарядов и входят в отрицательные или уходят в бесконечность от положительных зарядов, или входят из бесконечности в отрицательные заряды;

г) линии вектора напряженности электрического поля (силовые линии) никогда не пересекаются, так как их пересечение означало бы наличие в точке пересечения двух различных направлений одного и того же вектора напряженности, направленного по касательной к ним, что не имеет смысла;

д) чем гуще располагаются линии вектора напряженности (силовые линии), тем больше напряженность поля в этом месте; при этом силовые линии не могут сливаться, так как это означало бы бесконечно большую величину напряженности поля.

На рис. 98-2 – 98-6 изображена плоская картина распределения линий вектора напряженности (силовых линий) электрических полей вблизи точечных зарядов-источников.

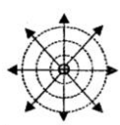


Рис. 98-2

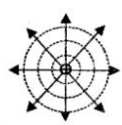


Рис. 98-3

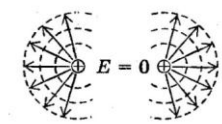


Рис. 98-4

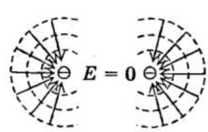


Рис. 98-5

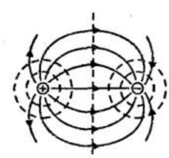


Рис. 98-6

Здесь сплошными линиями изображены линии вектора напряженности (силовые линии), а штриховыми – эквипотенциальные линии, о которых мы будем говорить в п. 105.

Следует отметить, что, когда расстояние r в формуле напряженности (97.2) или (97.3) от точки поля до заряда-источника равно нулю, напряженность становится неопределенной величиной, ведь на ноль делить нельзя. Следовательно, точка, соответствующая $r = 0$, является особой точкой поля. Линии вектора напряженности (силовые линии) могут сколь угодно близко подходить к этой точке, но не должны приблизиться к заряду вплотную, так как при $r = 0$ их густота становится неопределенной. Поэтому правильнее было бы не доводить их до зарядов-источников вплотную.

В случае уединенных точечных зарядов вблизи них (рис. 98-2 и 98-3) силовые линии прямые и радиально расходящиеся от зарядов (из положительного выходят, а в отрицательный входят). Электрическое поле вокруг таких зарядов обладает центральной симметрией.

Силовые линии вблизи двух одноименных зарядов (рис. 98-4 и 98-5) искривлены и лишь вдали от них асимптоматически приближаются к прямой линии. В точке посередине между такими зарядами напряженность поля равна нулю и силовые линии здесь отсутствуют.

Электрическое поле двух разноименных точечных зарядах (рис. 98-6) является осесимметричным относительно прямой силовой линии, проходящей через эти заряды. Чем ближе к оси симметрии, тем гуще располагаются силовые линии, т. е. тем больше здесь напряженность электрического поля.

Поля, изображенные на рис. 98-2-98-6 служат примером неоднородных полей, т. е. полей с переменной от точки к точке напряженностью. Такие поля изображаются или кривыми силовыми линиями, или непараллельными прямыми, или, наконец, параллельными прямыми, но расположенными с разной густотой. Следовательно, *поля точечных зарядов это неоднородные поля*.

Поле, в каждой точке которого вектор напряженности остается постоянным по величине и направлению, называется однородным.

Линии вектора напряженности (силовые линии) однородного электрического поля представляют собой параллельные прямые, распределенные по пространству с одинаковой густотой, т. е. отстоящие друг от друга на равных расстояниях.

Примером однородного поля является поле бесконечной равномерно заряженной плоской поверхности (рис. 98-7). Кроме того, однородным является поле между двумя разноименно заряженными бесконечными плоскими поверхностями с равномерным распределением и одинаковой поверхностной плотностью зарядов на них (рис. 98-8). Каждая такая поверхность создает с обеих сторон свое поле. При этом силовые линии обоих полей между поверхностями сонаправлены, поэтому результирующая напряженность вдвое больше напряженности поля каждой поверхности. Позади же поверхностей силовые линии их полей антинаправлены. А так как напряженности полей, созданных каждой поверхностью, равны по модулю друг другу, то результирующие напряженности там равны нулю.

Поле плоского конденсатора, обкладки которого заряжены разноименно, можно считать однородным, если расстояние между обкладками во много раз меньше их линейных размеров. У границ обкладок конденсатора однородность поля нарушается и силовые линии искривляются (рис. 98-9).

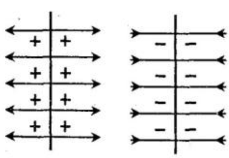


Рис. 98-7

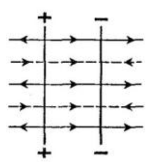


Рис. 98-8

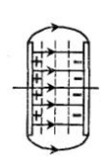


Рис. 98-9

Картина распределения силовых линий, изображенная на этих рисунках верна только тогда, когда заряды-источники полей находятся в вакууме или в однородном и изотропном диэлектрике. В неоднородной или неизотропной среде, где относительная диэлектрическая проницаемость меняется от точки к точке, картина распределения силовых линий будет выглядеть значительно сложнее.

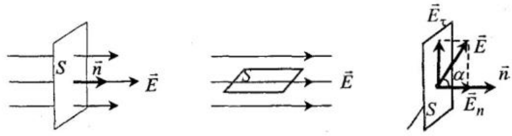
Если в какую-либо точку поля поместить заряженное тело или частицу, то под действием кулоновой силы это тело или частица будут двигаться с ускорением, направленным по касательной к силовой линии. Если силовая линия прямая и вектор скорости тела или частицы направлен вдоль силовой линии, то тело или частица будут двигаться прямолинейно вдоль нее.

99. ПОТОК ВЕКТОРА НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С помощью формулы (97.2) или (97.3) мы можем определить напряженность поля точечного заряда, а применяя принцип суперпозиции, – и напряженность поля системы точечных зарядов. Чтобы определить напряженность поля протяженных зарядов (напряженность поля заряженной нити или плоскости), введем величину *потока вектора напряженности* Φ_E.

Пусть линии вектора напряженности однородного электрического поля пересекают некоторую площадку S, расположенную перпендикулярно этим линиям (рис. 99-1, а). *Потоком вектора напряженности* Φ_E *через площадку называют скалярную величину, равную произведению модуля вектора напряженности и величины этой площадки*

$$\boxed{\Phi_E = ES}$$



а) $\Phi_E = ES$ б) $\Phi_E = 0$ в) $\Phi_E = ES\cos\alpha$

Рис. 99-1

Если площадка расположена параллельно линиям вектора напряженности, то, очевидно, что они ее не пересекают (рис. 99-1, б), поэтому поток вектора напряженности через такую площадку равен нулю.

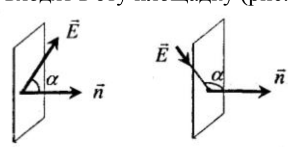
Пусть линии вектора $\vec{E}$ образуют угол α с нормалью $\vec{n}$ к площадке S. Разложим вектор $\vec{E}$ на нормальную $\vec{E}_n$ и тангенциальную (т. е. касательную) $\vec{E}_t$, составляющие по отношению к площадке S (рис. 98-1, в). Очевидно, что тангенциальная составляющая вектора напряженности $\vec{E}_t$ площадку S не пересекает, поэтому поток вектора $\vec{E}$ через площадку S в этом случае будет равен:

$$\Phi_E = E_n S,$$

где $E_n = E\cos\alpha$, поэтому поток вектора напряженности, образованный однородным электрическим полем сквозь площадку S, при произвольном расположении площадки S к линиям вектора $\vec{E}$ определяется выражением

$$\boxed{\Phi_E = ES\cos\alpha} \qquad (99.1)$$

Здесь α – угол между линиями вектора $\vec{E}$ и нормалью $\vec{n}$ к площадке S. *Поток вектора напряженности электрического поля сквозь некоторую площадку равен произведению модуля напряженности на величину площадки и на косинус угла между вектором напряженности и нормалью к этой площадке*. Поскольку косинус угла может быть как положительным, так и отрицательным, поток вектора $\vec{E}$ тоже может быть как больше, так и меньше нуля, следовательно, поток вектора напряженности электрического поля – величина алгебраическая, он может быть как положителен, так и отрицателен. Условно считают, что поток положителен, когда линии вектора $\vec{E}$ выходят из площадки S (рис. 99-2, а), и отрицателен, когда они входят в эту площадку (рис. 99-2, б).



а) б)

Рис. 99-2

Поскольку количество линий вектора $\vec{E}$ через единичную площадку равно модулю вектора напряженности в этом месте, то произведение ES равно числу линий через всю площадку S:

$$\Phi_E = ES = N_E,$$

где N_E – число линий вектора напряженности через площадку S.

Физический смысл Φ_E: *поток вектора напряженности электрического поля числено равен количеству линий вектора напряженности через площадку, которую эти линии пересекают*.

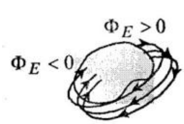


Рис. 98-1

В СИ поток вектора $\vec{E}$ Φ_E измеряется в *ньютон на метр в квадрате, деленный на кулон* (Н·м^2/Кл). Эта единица не имеет особого названия.

Если поверхность замкнута и внутри нее нет электрических зарядов (рис. 99-3), то число линий вектора напряженности, входящих в нее, равно числу линий вектора напряженности, выходящих из этой поверхности (когда поля созданы внешними к поверхности зарядами). В этом случае поток вектора $\vec{E}$ на входе в поверхность отрицательный, а на выходе – такой же по модулю, но положительный. Значит, *поток вектора напряженности сквозь замкнутую поверхность, не содержащую зарядов, равен нулю*.

100. ТЕОРЕМА ГАУССА

Окружим некоторый точечный заряд-источник $q_{ист}$ электрического поля замкнутой сферической поверхностью радиусом R и определим поток вектора напряженности Φ_E сквозь эту поверхность (рис. 100-1). Пусть заряд-источник располагается в центре этой поверхности. Тогда линии вектора напряженности, распределяясь симметрично вокруг этого заряда, совпадут с радиусом сферы и поэтому окажутся перпендикулярными к поверхности. Благодаря симметричному распределению линий вектора $\vec{E}$ в пространстве вокруг заряда через каждую единицу площади этой сферической поверхности будет проходить одинаковое число линий, поэтому все число линий вектора $\vec{E}$, пересекающих всю эту сферическую поверхность, можно определить, умножив число линий через единицу поверхности, которое равно напряженности $\vec{E}$, на величину площади S этой поверхности. Но все число линий вектора $\vec{E}$ через поверхность S равно потоку вектора $\vec{E}$ сквозь эту поверхность. Поэтому

Рис. 100-1

$$\Phi_E = ES,$$

где согласно (97.3) $E = \dfrac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R^2}$, $S = 4\pi R^2$.

Тогда

$$\Phi_E = \frac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R^2}\cdot 4\pi R^2 = \frac{q_{ист}}{\varepsilon_0\varepsilon}. \qquad (100.1)$$

Получается, что поток вектора напряженности точечного заряда-источника сквозь замкнутую поверхность не зависит от того, на каком расстоянии находится эта поверхность от заряда, ведь в формулу (100.1) не входит это расстояние. В общем случае заряд может располагаться не только в центре, а в любой точке внутри замкнутой сферической поверхности, да и сама замкнутая поверхность может быть не только сферической, а любой произвольной формы (рис. 100-2). Очевидно, что количество линий вектора $\vec{E}$, пересекающих такую поверхность, останется прежним, поскольку согласно (100.1) оно зависит только от величины заряда-источника и от диэлектрических свойств окружающей среды.

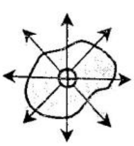


Рис. 100-2

Если внутри замкнутой поверхности будет не один, а N зарядов, то очевидно, что поток вектора напряженности, созданный всеми зарядами, будет равен алгебраической сумме потоков, созданных каждым точечным зарядом в отдельности, от 1-го до N -го:

$$\Phi_E = \sum_{i=1}^{N}\Phi_{E_i} = \sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{\varepsilon_0\varepsilon} \quad \text{или}$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon}\sum_{i=1}^{N} q_i \qquad (100.2)$$

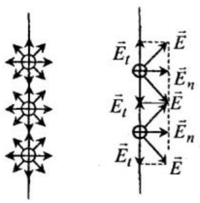
Выражение (100.2) называют теоремой Гаусса для потока вектора напряженности электрического поля в честь немецкого физика, который ее вывел.

Теорема Гаусса: *поток вектора напряженности сквозь замкнутую поверхность прямо пропорционален алгебраической сумме электрических зарядов, расположенных внутри этой поверхности*.

Из этой теоремы следует, что, если внутри замкнутой поверхности заряды есть, но их алгебраическая сумма равна нулю, то поток вектора напряженности сквозь эту поверхность, как и в случае отсутствия внутри нее зарядов, равен нулю.

101. *ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕМЫ ГАУССА К РАСЧЕТУ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ЗАРЯДОВ*

А. Поле бесконечной равномерно заряженной плоскости



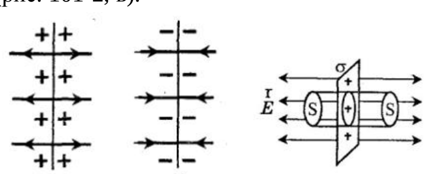
а) б)

Рис. 101-1

Определим напряженность электростатического поля бесконечной равномерно заряженной плоскости с поверхностной плотностью зарядов σ. Каждый отдельный заряд на такой плоскости создает вокруг себя свое неоднородное электрическое поле. Линии вектора напряженности этого, поля радиально расходятся по всем направлениям (рис. 101-1, а). Очевидно, что векторы напряженности полей соседних зарядов, касательные к плоскости, антинаправлены, поэтому они компенсируют друг друга, тогда как векторы напряженности, перпендикулярные плоскости, сонаправлены, и линии этих векторов будут представлять собой параллельные прямые. Векторы напряженности, ориентирующиеся к плоскости под любыми другими углами, можно разложить на тангенциальную $\vec{E}_t$ и нормальную $\vec{E}_n$ по отношению к плоскости составляющие (рис. 101-1, б). Все тангенциальные составляющие $\vec{E}_t$ опять же скомпенсируют друг друга, а останутся только сонаправленные нормальные составляющие $\vec{E}_n$.

В результате силовые линии поля уединенной бесконечной плоскости, заряженной положительно, будут представлять собой параллельные прямые, направленные от плоскости перпендикулярно к ней и уходящие в бесконечность (рис. 101-2, а), а силовые линии поля уединенной плоскости, заряженной отрицательно, будут представлять собой параллельные прямые, направленные из бесконечности перпендикулярно к плоскости (рис. 101-2, б). Эти прямые линии будут располагаться на одинаковом расстоянии друг от друга так, как при равномерном распределении зарядов на плоскости $E = const$. Таким образом, *поле бесконечной равномерно заряженной плоскости, является однородным*.

Определим напряженность электрического поля, создаваемого такой плоскостью, используя теорему Гаусса. Для этого мысленно окружим некоторый участок плоскости площадью *S*, на котором сосредоточен заряд *q*, замкнутой цилиндрической поверхностью (ведь такая поверхность может быть любой формы), ориентированной так, чтобы образующие цилиндра были перпендикулярны плоскости, а его основания параллельны ей (рис. 101-2, в).



а) б) в)

Рис. 101-2

Очевидно, что линии вектора $\vec{E}$ не пересекают боковую поверхность цилиндра, поэтому поток вектора напряженности сквозь его боковую поверхность равен нулю. Весь поток идет сквозь оба основания цилиндра, причем линии вектора $\vec{E}$ ориентируются перпендикулярно основаниям, поэтому поток вектора $\vec{E}$ сквозь оба основания равен:

$$\Phi_E = 2ES. \qquad (101.1)$$

Но по теореме Гаусса поток вектора $\vec{E}$ прямо пропорционален заряду q, охватываемому цилиндрической поверхностью (напомним, что форма поверхности никакого значения не имеет, лишь бы она была замкнутой. Мы ее выбрали цилиндрической исключительно для удобства доказательства):

$$\Phi_E = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} \qquad (101.2)$$

где из определения поверхностной плотности заряда

$$q = \sigma S\ . \tag{101.3}$$

Подставим (101.3) в (101.2) и приравняем правые части полученных равенств:

$$2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0 \varepsilon},$$

откуда

$$\boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0 \varepsilon}} \tag{101.4}$$

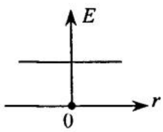


Рис. 101-3

По формуле (101.4) можно определить напряженность электрического поля уединенной бесконечной равномерно заряженной плоскости. Очевидно, что величина напряженности такого поля не зависит от расстояния до плоскости и в каждой точке пространства, окружающего такую плоскость, одинакова, т. е. такое поле однородное.

График зависимости величины напряженности поля, созданного бесконечной плоскостью в любой точке среды, от расстояния r между точкой и плоскостью показан на рис. 101-3.

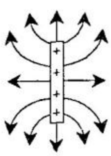


Рис. 101-4

Конечно, бесконечная заряженная плоскость – это абстракция. Тем не менее выражение (101.4) находит применение при расчете полей плоских антенн в точках, расположенных на удалении от краев антенны, но вблизи ее поверхности, т. е. там, где поле близко к однородному. В таких точках значения напряженности, полученные по формуле (101.4), близки в истинным. Поле вблизи плоской антенны конечных размеров изображено на рис. 101-4.

Б. Поле двух бесконечных, равномерно разноименно заряженных плоскостей, расположенных параллельно друг другу

Рассмотрим поле, образованное двумя бесконечными, равномерно заряженными плоскостями, расположенными праллельно друг другу. Пусть левая плоскость заряжена положительно, а правая – отрицательно, причем поверхностные плотности зарядов на обеих плоскостях σ равны друг другу. Поле положительно заряженной плоскости изобразим сплошными линиями вектора $\vec{E}$, а поле отрицательно заряженной плоскости – штриховыми линиями (рис. 101-5). Из рис. 101-5 видно, что вне пространства между плоскостями векторы напряженностей полей положительной и отрицательной плоскостей антинаправлены друг другу. Но так как они по модулю одинаковы, то друг друга компенсируют, в результате чего слева от положительной плоскости и справа от отрицательной результирующая напряженность равна нулю, я электрического поля нет. Вместе с тем в прове между плоскостями линии вектоoа $\vec{E}$ срнаправлены, поэтому там напряженности полей, создаваемых каждой плоскостью суммируются.

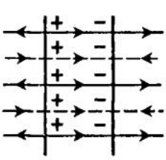


Рис. 101-5

Поскольку поверхностные плотности зарядов на плоскостях одинаковы и располагаются они в одной и той же среде, то напряженность результирующего поля E равна удвоенной напряженности поля, создаваемого каждой плоскостью в отдельности, E_1:

$$E = 2E_1,$$

где согласно (101.4)

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0 \varepsilon},$$

$$\boxed{E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \tag{101.5}$$

Формула (101.5) позволяет определить напряженность электрического поля, созданного двумя параллельными, бесконечными разноименно заряженными плоскостями в пространстве между ними. Их этой формулы следует, что напряженность такого поля в каждой точке одинакова, так как она не зависит от расстояния от точки до плоскостей. Таким образом, *поле таких плоскостей однородно и целиком* *сосредоточено между ними.*

График $E = E(r)$, где r – расстояние от точки поля с напряженностью $\vec{E}$ до плоскости, показан на рис. 101-6. Здесь d – расстояние между плоскостями.

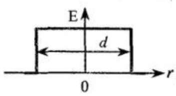


Рис. 101-6

Очевидно, что подобные плоскости бесконечных размеров изготовить незозмоясно, это абстракция. Однако выражение (101.5) находит применение при расчете полей, создаваемых плоскими антеннами конечных размеров или обкладками плоского конденсатора, когда расстояние между антеннами или обкладками много меньше их линейных размеров, а точки, в которых определяется напряженность, далеки от их краев.

Поле в пространстве между антеннами или обкладками конечных размеров, заряженными разноименно (поле плоского конденсатора), показано на рис. 98-9. Поскольку тангенциальные направления векторов напряженности, создаваемых зарядами на краях таких антенн и обкладок, уже компенсируются, вблизи краев имеют место отклонения от однородности тем большие, чем ближе к концу пластины.

В. Поле бесконечной, равномерно заряженной цилиндрической поверхности

Пусть электрическое поле создано бесконечной длинной цилиндрической поверхностью радиусом *R*, заряженной равномерно, с линейной плотностью зарядов τ. Если этот цилиндр заряжен положительно, то из соображений симметрии следует, что линии вектора напряженности будут радиально расходиться от него так, что их густота на одном и том же расстоянии от цилиндра будет со всех сторон одинакова. Эти линии будут параллельными друг другу прямыми (рис. 101-7), однако однородным поле не будет, так как по мере удаления от цилиндра густота линий вектора $\vec{E}$ будет убывать, значит, и величина напряженности электрического поля будет уменьшаться, поскольку некоторую единичную площадку по мере удаления от цилиндра будет пересекать все меньшее и меньшее число линий.

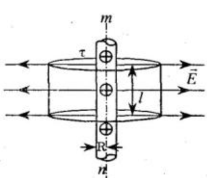


Рис. 101-7

Определим напряженность электрического поля, созданного этим бесконечно длинным цилиндром, в некоторой точке, удаленной на расстояние r от его осевой линии mn. Для этого охватим заряд q, сосредоточенный на некотором участке цилиндра длиной l, замкнутой и тоже цилиндрической поверхностью с радиусом основания r и высотой l. При этом образующие этой цилиндрической поверхности должны быть параллельны цилиндру, а основания – перпендикулярны ему. Определим поток вектора $\vec{E}$ сквозь эту замкнутую цилиндрическую поверхность. Очевидно, что линии вектора $\vec{E}$ пересекают только ее боковую поверхность, а по основаниям лишь скользят, не пересекая их. Поэтому весь поток вектора $\vec{E}$ проходит только сквозь боковую поверхность внешнего цилиндра высотой l. При этом количество линий, пересекающих каждую единицу площади этой боковой поверхности, одинаково, так как они расходятся симметрично. Кроме того, линии вектора $\vec{E}$ перпендикулярны боковой поверхности этого цилиндра, поэтому поток вектора $\vec{E}$ сквозь эту боковую поверхность определяется выражением

$$\Phi_E = ES \tag{101.6}$$

где

$$S = 2\pi r l\ . \tag{101.7}$$

Здесь $S = 2\pi r l$ – площадь боковой поверхности цилиндра высотой l с радиусом основания r.

Но по теореме Остроградского-Гаусса для потока вектора $\vec{E}$

$$\Phi_E = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} q\ , \tag{101.8}$$

где из определения линейной плотности заряда

$$q = \tau l \tag{101.9}$$

Напомним, что – заряд, охватываемый замкнутой цилиндрической поверхностью высотой / и радиусом основания г.

Подставим (101.7) в (101.6), а (101.9) в (101.8) и приравняем правые части получившихся выражений:

$$E \cdot 2\pi rl = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon}\tau l, \quad \text{откуда} \quad \boxed{E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}} \qquad (101.10)$$

Формула (101.10) определяет напряженность поля бесконечно длинного заряженного цилиндра (нити) на расстоянии $r \geq R$ от его оси, где R – радиус цилиндра. Мы видим, что напряженность поля такого цилиндра обратно пропорциональна расстоянию до него.

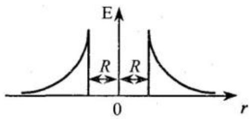


Рис. 101-8

График зависимости напряженности электрического поля бесконечного цилиндра (нити) радиусом R от расстояния r между его осью и точкой поля, в которой вычисляется напряженность, показан на рис. 101-8.

Очевидно, что при $r < R$ $E = 0$, так как внутри цилиндра зарядов нет, поэтому и поле там отсутствует.

Поле цилиндрической антенны конечной длины в плоскости чертежа имеет вид, изображенный на рис. 101-4, и обладает осевой симметрией в пространстве, окружающем антенну. Формула (101.10) применима к точкам, расположенным на расстоянии r, малом по сравнению с длиной стержня, и удаленным от его краев.

102. РАБОТА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЗАРЯДА В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Найдем работу перемещения пробного положительного заряда, совершаемую в однородном электростатическом поле, силовые линии которого направлены слева от положительных зарядов-источников направо к отрицательным зарядам-источникам (рис. 102-1).

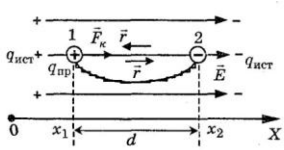


Рис. 102-1

Пусть пробный заряд $q_{пр}$ перемещается из точки 1 в точку 2 по силовой линии под действием силы Кулона $\vec{F}$, которая действует на заряд слева направо, поскольку пробный заряд отталкивается от положительных зарядов-источников поля и притягивается к отрицательным зарядам-источникам. Пусть координата точки 1 на оси координат *OX* будет x_1, а координата точки 2 – x_2. Поскольку сила, действующая на заряд $q_{пр}$, сонаправлена с перемещением этого заряда из точки 1 в точку 2, то угол а между вектором этой силы и вектором перемещения $\vec{r}$ равен нулю. Тогда работа перемещения заряда $q_{пр}$ под действием силы $\vec{F}$ равна:

$$A = Fd\cos\alpha = Fd\,.$$

Здесь $d = x_2 - x_1$ – модуль вектора перемещения $\vec{r}$, равный проекции вектора перемещения на силовую линию, $\cos\alpha = \cos 0° = 1$.

Из формулы, определяющей натяженность, следует, что $F = Eq_{пр}$.

С учетом этих выражений формулу работы, приведенную выше, можно записать так:

$$A = Eq_{пр}\left(x_2 - x_1\right) \qquad (102.1)$$

Работа перемещения заряда, совершаемая силами Кулона в однородном электростатическом поле,равна произведению этого заряда, напряженности поля и проекции вектора перемещения на силовую линию.

Переместим теперь этот же заряд между теми же точками 1 и 2, но не вдоль силовой линии, а по некоторой кривой траектории (рис. 102-1). Любую кривую можно представить в виде ломаной линии с бесконечно большим числом сколь угодно малых ступенек. Работа перемещения заряда $q_{пр}$ вдоль вертикальных участков этих ступенек будет равна нулю, так как при этом вектор перемещения будет перпендикулярен вектору электрической силы $\vec{F}$, поскольку ее направление останется прежним. Значит, угол а между направлениями векторов перемещения и силы $\vec{F}$, станет равен 90°, а косинус такого угла, как известно, равен нулю, поэтому и работу на этих участках сила F совершать не будет. Сумма длин горизонтальных участков ступенек будет по-прежнему равна d, величина пробного заряда и напряженности однородного поля тоже останутся прежними, значит, и работа перемещения заряда из точки 1 в точку 2 вдоль произвольной кривой будет по-прежнему равна

$$\boxed{A = q_{пр} E d} \quad \text{или} \quad \boxed{A = q_{пр} E \left(x_2 - x_1 \right)}$$

Вывод: *работа перемещения заряда в однородном электростатическом поле не зависит от формы траектории заряда, а зависит от положения в этом поле начальной и конечной точек перемещения.*

Если заряд $q_{пр}$ вернется из точки 2 в точку 1, откуда он начал перемещаться, то разность координат $x_2 - x_1$ станет равна нулю. Но тогда и работа перемещения этого заряда согласно последней формуле тоже станет равна нулю,

$$\boxed{A = q_{пр} E \left(x_2 - x_1 \right) = q_{пр} E \cdot 0 = 0}$$

Вывод: *работа перемещения заряда по замкнутой траектории, совершаемая силами электростатического поля, равна нулю.*

Силы, работа которых на замкнутой траектории равна нулю и не зависит от формы траектории, называют консервативными силами. Следовательно, *электростатические силы являются консервативными силами* (напомним, что в механике консервативными силами являются силы тяжести и силы упругости).

Силовое поле, в котором на тела действуют консервативные силы, называется потенциальным полем. Следовательно, электростатическое поле – поле потенциальное.

Под действием силы $\vec{F}$ заряд $q_{пр}$ движется из точки 1 в точку 2 с ускорением. При этом его кинетическая энергия возрастает на некоторую величину, а потенциальная убывает на такую же величину. При обратном движении заряда из точки 2 в точку 1, наоборот, потенциальная энергия заряда возрастает, а кинетическая убывает, так как теперь заряд движется с замедлением, поскольку сила $\vec{F}$ теперь антинаправлена перемещению заряда (ведь теперь он движется от минуса к плюсу, т. е. тормозится полем, поскольку сам положительный). В результате энергия движущегося заряда остается неизменной в полном соответствии с законом сохранения энергии.

103. РАБОТА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПРОБНОГО ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА В ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА-ИСТОЧНИКА

При перемещении заряда $q_{пр}$ в однородном электрическом поле на него действует со стороны поля постоянная сила $F = q_{пр} E$, потому что напряженность E в каждой точке однородного поля одинакова. Если же заряд $q_{пр}$ перемещать в поле точечного заряда – заряда-источника $q_{ист}$, то сила $F = q_{пр} E$, будет изменяться от точки к точке этого поля, ведь напряженность поля точечного заряда-источника

$$E = \frac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$$

зависит от расстояния r до заряда – источника, а это расстояние по мере удаления или приближения к этому заряду изменяется. Значит, на пробный заряд $q_{пр}$, перемещаемый в поле точечного заряда-источника (или в любом другом неоднородном электрическом поле) со стороны этого поля действует переменная сила $\vec{F}$, поэтому определять работу A перемещения заряда дпр по формуле (102.1) в этом случае нельзя.

Определим работу перемещения пробного заряда $q_{пр}$, в поле точечного заряда-источника $q_{ист}$ из точки 1, отстоя-. щей от заряда-источника на расстоянии r_1, в точку 2, от стоящую от этого заряда на расстоянии г r_2 (рис. 103-1). Проведем через точку 1 дугу окружности радиусом r_1 с центром в точке *О*, где находится заряд-источник $q_{ист}$. Пусть отрезок *О*–2 длиной r_2 пересекает эту дугу в точке 3.

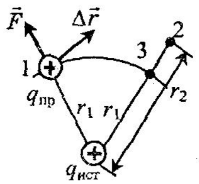


Рис. 103-1

Перенесем сначала заряд $q_{пр}$ по дуге 1–3, а за тем по отрезку 3–2. Работа A перемещения заряда $q_{пр}$ из точки 1 в точку 2 будет равна сумме работы A_{1-3} перемещения заряда $q_{пр}$ из точки 1 в точку 3 по дуге окружности радиусом r_1 и рабо ты A_{3-2} перемещения этого заряда из точки 3 в точку 2:

$$A = A_{1-3} + A_{3-2}.$$

Работа A_{1-3} равна произведению силы F, с которой поле действует на заряд $q_{пр}$, на модуль перемещения этого заряда из точки 1 в точку 3 и на косинус угла между вектором силы $\vec F$ и вектором перемещения $\Delta\vec r$, который направлен по касательной к дуге окружности в каждой ее точке. А вектор силы $\vec F$ направлен вдоль радиуса r_1, поэтому вектор силы $\vec F$, перпендикулярный радиусу окружности, перпендикулярен и вектору перемещения $\Delta\vec r$ (ведь касательная перпендикулярна радиусу в любой точке окружности). Значит, угол между векторами $\vec F$ и $\Delta\vec r$ равен 90°, а $\cos 90° = 0$, поэтому и работа $A_{1-3} = 0$. Следовательно,

$$A = A_{3-2}.$$

Точка 3 находится на таком же расстоянии r_1 от заряда-источника, что и точка 1. Нам надо определить работу переменной силы, точнее силы, убывающей от точки 3 до точки 2 с увеличением расстояния r до заряда-источника. Работу переменной силы определяет формула, известная нам из механики,

$$A = A_{3-2} = \int_{r_1}^{r_2} F dr, \qquad (103.1)$$

По закону Кулона

$$F = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} \qquad (103.2)$$

Подставим (103.2) в (103.1) и выполним интегрирование в пределах от r_1 до r_2:

$$A = \int_{r_2}^{r_1} \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} dr = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \int_{r_2}^{r_1} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \int_{r_2}^{r_1} r^{-2} dr = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \left.\frac{r^{-2+1}}{-2+1}\right|_{r_1}^{r_2} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \left.\frac{r^{-1}}{-1}\right|_{r_1}^{r_2} = -\frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \left.\frac{1}{r}\right|_{r_1}^{r_2} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \left.\frac{1}{r}\right|_{r_2}^{r_1}$$

Подставив пределы интегрирования, получим:

$$A = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (103.3)$$

Формула (103.3) определяет работу перемещения точечного заряда в поле тоже точечного заряда или заряженного шара.

Из механики мы знаем, что работа перемещения тела в силовом поле равна изменению его потенциальной энергии $\Delta W_П = W_{П2} - W_{П1}$ взятой со знаком «минус»:

$$A = -\Delta W_П = -\left(W_{П2} - W_{П1}\right) = W_{П1} - W_{П2} \qquad (103.4)$$

Откроем скобки в формуле (103.3):

$$A = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1} - \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2} \qquad (103.5)$$

и сравним выражения (103.4) и (103.5). Из этого сравнения следует, что

$$W_{П1} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1} \quad \text{и} \quad W_{П2} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2}.$$

В общем случае потенциальная энергия $W_П$ пробного заряда $q_{пр}$ в некоторой точке электрического поля точечного заряда-источника $q_{ист}$ равна:

$$W_П = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r} + const \tag{103.6}$$

где $const$ – некоторая константа.

При решении задач значение $const$ выбирают таким, чтобы упростить решение. При $const = 0$ – нулевой уровень потенциальной энергии – имеем:

$$W_П = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r} \tag{103.7}$$

Формула (103.7) позволяет определить потенциальную энергию пробного заряда-источника относительно нулевого уровня этой энергии.

Подобным образом мы определяли потенциальную энергию тела в гравитационном поле.

104. ПОТЕНЦИАЛ. РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Разделим Левую и правую части выражения (103.6) на $q_{пр}$:

$$\frac{W_П}{q_{пр}} = \frac{q_{пр} q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r q_{пр}} + \frac{const}{q_{пр}}.$$

Обозначим

$$\varphi = \frac{W_П}{q_{пр}} \quad \text{и} \quad \frac{const}{q_{пр}} = const_1.$$

Тогда получим:

$$\varphi = \frac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0 r} + const_1 \tag{104.1}$$

В п. 97 мы ввели силовую характеристику электрического поля – его напряженность E, которая определяет силу, действующую на единичный заряд в электрическом поле,и равна:

$$E = \frac{F}{q_{пр}}.$$

Аналогично, величина $\varphi = \frac{W_П}{q_{пр}}$ определяет потенциальную энергию, которой обладает единичный заряд в данной точке электрического поля (ведь при $q = 1$ ед. заряда $\varphi = W_П$), поэтому величина, которую мы обозначили буквой φ, называется *потенциалом электрического поля* в данной точке.

Потенциал электрического поля равен отношению потенциальной энергии заряда в этом поле к величине этого заряда,

$$\varphi = \frac{W_П}{q_{пр}} \tag{104.2}$$

Физический смысл потенциала: *потенциал поля в данной точке равен потенциальной энергии единичного заряда в этой точке.*

Потенциал – энергетическая характеристика электрического поля.

Потенциал – скалярная алгебраическая величина. Он может быть положительным и отрицательным. Условились считать потенциал поля, созданного положительными зарядами-источниками, положительным, а потенциал поля, созданного отрицательными зарядами-источниками, отрицательным.

Если заряд $q_{пр}$, внесенный в данную точку электрического поля, изменить в несколько раз, то во столько же раз изменится и его потенциальная энергия $W_П$ (см. формулу (104.1)), но отношение $\frac{W_П}{q_{пр}}$, т. е. потенциал φ поля в данной точке, останется прежним.

Потенциал поля в данной точке (как и напряженность) не зависит от пробного заряда, а зависит от заряда-источника, расстояния между зарядом-источником и точкой поля, в которой определяется потенциал, и диэлектрической проницаемостью среды, в которой поле.

При решении задач за точку с нулевым потенциалом, т. е. когда $const_1 = \varphi_0 = 0$, в формуле (104.1) обычно принимают точку, бесконечно удаленную от зарядов-источников, о которых идет речь в условии задачи. Тогда потенциал поля точечного заряда-источника можно определить по формуле

$$\boxed{\varphi = \frac{q_{ucm}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}} \qquad (104.3)$$

Потенциал поля точечного заряда в данной точке поля прямо пропорционален модулю этого заряда,, обратно пропорционален расстоянию от этой точки до заряда и зависит от среды, в которой находится заряд.

Потенциал поля φ, созданного в данной точке множеством зарядов-источников, равен алгебраической сумме потенциалов полей фг, созданных в этой точке каждым зарядом в отдельности (с учетом плюсов и минусов):

$$\boxed{\varphi = \sum_{i=1}^{N}\varphi_i}$$

Здесь N – число зарядов-источников поля.

Чем ближе точка поля к положительному заряду-источнику, тем выше потенциал поля в этой точке. И наоборот, чем ближе точка к отрицательному заряду-источнику, тем он ниже.

На рис. 103-1 потенциал поля в точке 1 выше потенциала поля в точке 2, поскольку точка 1 ближе, чем точка 2, расположена к положительному заряду-источнику поля.

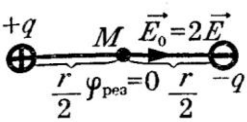


Рис. 104-1

На рис, 104-1 точка M расположена посередине отрезка, соединяющего равные друг другу и разноименные заряды-источники поля $+q$ и $-q$. Положительный заряд д создает в точке M поле, у которого положительный потенциал $+\varphi$, а отрицательный заряд $-q$ создает з этой же точке поле, у которого такой же по модулю, но отрицательный потенциал. Поскольку результирующий потенциал поля в точке M равен алгебраической сумме потенциалов, созданных каждым зарядом в отдельности (т. е. с учетом всех плюсов и минусов), то в точке M он будет равен нулю, хотя поле в точке M имеется и его результирующая напряженность E_0 вдвое больше напряженности поля E, созданного каждым из этих зарядов в отдельности.

Таким образом, напряженность поля может быть рана нулю только тогда, когда поля в данной точке нет, а потенциал может быть равен нулю даже тогда, когда поле в данной точке имеется. Поэтому напряженность полнее, чем потенциал, характеризует электрическое поле.

По формуле (104.3) можно определить и потенциал поля заряженной сферы. В этом случае r – расстояние от центра сферы до любой точки поля, расположенной вне сферы. Потенциал поля в точках на поверхности сферы с неподвижными зарядами или в любых точках внутри сферы (сплошной или пустой), если внутри нее нет зарядов, определяет формула

$$\boxed{\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}}$$

где R – радиус сферы.

Отметим, что внутри заряженной сферы, неподвиж-' ный заряд которой распределен по поверхности, электрическое поле отсутствует, поэтому напряженность там в каждой точке равна нулю, тогда как потенциал не равен нулю и одинаков во всех точках.

Пусть под действием электрической силы F пробный заряд перемещается из точки поля с потенциалом φ_1 в точку поля с потенциалом φ_2. Поскольку в этом случае работа этой силы равна

$$A = -\left(W_{П2} - W_{П1}\right) = W_{П1} - W_{П2},$$

где согласно (104.2)

$$W_{П1} = q_{пр}\varphi_1 \quad \text{и} \quad W_{П2} = q_{пр}\varphi_2, \quad \text{потому}$$

$$A = q_{пр}\varphi_1 - q_{пр}\varphi_2, \quad \boxed{A = q_{пр}\left(\varphi_1 - \varphi_2\right)} \qquad (104.4)$$

отсюда

$$\boxed{\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_{пр}}} \quad \text{или} \quad \boxed{U = \frac{A}{q_{пр}}} \qquad (104.5)$$

Величина $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U$ называется *разностью потенциалов* или *напряжением* U электрического поля между двумя его точками (заметим, что напряжение равно разности потенциалов лишь в том случае, когда между этими точками отсутствуют источники тока).

Разность потенциалов (напряжение) между двумя точками электрического поля равно отношению работы перемещения заряда из одной точки поля в другую, к величине этого заряда.

Физический смысл разности потенциалов (напряжения) между двумя точками поля: *разность потенциалов (напряжение) между двумя точками электрического поля равна работе перемещения единичного заряда из одной точки поля в другую*.

Потенциал – величина относительная, ведь его величина зависит от выбора точки с нулевым потенциалом, а такой выбор может быть произвольным.

Поскольку потенциал любой точки поля можно принять за нулевой, а также поскольку потенциал может иметь отличную от нуля величину даже тогда, когда напряженность поля в данной точке равна нулю, считается, что физический смысл имеет не сам потенциал, а разность потенциалов, так как разность потенциалов между одними и теми же точками будет всегда одна и та же, независимо от выбора точки с нулевым потенциалом.

Единица потенциала в СИ – *вольт* (В).

1 В = 1 Дж/Кл.

Физический смысл вольта: 1 В – *это разность потенциалов (напряжение) между двумя точками такого электрического поля, при перемещении между которыми заряда* 1 Кл *совершается работа* 1 Дж.

Потенциал точки, удаленной в бесконечность от заряда-источника электрического поля, принимают равным нулю. Если $\varphi_2 = 0$, то формула (104.5) примет вид:

$$\varphi = \frac{A}{q_{пр}}.$$

Поэтому потенциал поля в данной точке можно определить еще и так: *потенциал электрического поля в данной точке равен отношению работы, совершенной при перемещении заряда из данной точки поля в бесконечность, к величине этого заряда*. При этом физический смысл потенциала можно объяснить так: *потенциал электрического поля в данной точке равен работе перемещения единичного заряда из данной точки поля в бесконечность*.

И наконец, физический смысл вольта состоит в следующем: 1 В *это потенциал электрического поля в такой точке, при перемещении из которой в бесконечность заряда* 1 Кл *совершается работа* 1 Дж.

Наиболее часто употребляемые внесистемные единицы потенциала: микровольт (мкВ), милливольт (мВ), киловольт (кВ), мегавольт (МВ),

1 мкВ = $1\cdot10^{-6}$ В, 1 мВ = $1\cdot10^{-3}$ В, 1 КВ = $1\cdot10^{3}$ В, 1 МВ = $1\cdot10^{6}$ В.

105. СВЯЗЬ НАПРЯЖЕННОСТИ С РАЗНОСТЬЮ ПОТЕНЦИАЛОВ (НАПРЯЖЕНИЕМ) В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. СВЯЗЬ НАПРЯЖЕННОСТИ С ПОТЕНЦИАЛОМ В ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА-ИСТОЧНИКА. ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ЛИНИИ И ПОВЕРХНОСТИ

Перенесем пробный положительный заряд $q_{пр}$ из точки 1 в точку 2 однородного электрического поля, перемещая его под углом а к силовым линиям (рис. 105-1). При этом будет совершена работа

$$A = F\Delta r\cos\alpha,$$

где F – модуль силы, действующей на заряд со стороны поля, Δr – модуль перемещения этого заряда, α – угол между векторами силы $\vec{F}$ и перемещения $\Delta\vec{r}$.

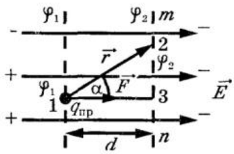


Рис. 105-1

Из рис. 105-1 следует, что $r\cos\alpha = d$ – проекция вектора перемещения на силовую линию. Поскольку из определения напряженности имеем:

$$F = q_{пр}E\ ,$$

то получим уже известную нам формулу работы перемещения заряда:

$$A = q_{пр}Ed\ .$$

Но согласно формуле (104.4) работу перемещения заряда $q_{пр}$ можно определить через разность потенциалов между точками 1 и 2:

$$A = q_{пр}\left(\varphi_1 - \varphi_2\right).$$

Приравняв правые части двух последних равенств, получим: $q_{пр}Ed = q_{пр}\left(\varphi_1 - \varphi_2\right)$, откуда

$$\boxed{E = \frac{\left(\varphi_1 - \varphi_2\right)}{d}} \qquad (105.1)$$

или

$$\boxed{E = \frac{U}{d}} \qquad (105.2)$$

Формулы (105.1) и (105.2) выражают связь напряженности однородного электрического поля с разностью потенциалов между его точками.

Напряженность однородного электростатического поля равна отношению разности потенциалов (напряжения) между двумя его точками к проекции отрезка, соединяющего эти точки, на линию вектора напряженности.

Согласно формуле (105.2) единица напряженности в СИ $\frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = \frac{\text{В}}{\text{м}}$.

Формулу (105.1) можно записать следующим образом:

$$E = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d}.$$

Знак «минус» здесь означает, что вектор напряженности всегда направлен в сторону понижения потенциала. Действительно, вектор напряженности всегда направлен от положительного заряда-источника к отрицательному, а по мере удаления от положительного заряда и приближения к отрицательному потенциал точек поля понижается.

Связь между напряженностью и потенциалом в поле точечного заряда-источника или заряженной сферы можно установить следующим образом. Согласно формуле (97.3) напряженность в данной точке такого поля равна:

$$E = \frac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2},$$

а потенциал в этой же точке согласно формуле (104.3) равен123

$$\varphi = \frac{q_{ист}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}.$$

Слдеовательно,

$$\boxed{\varphi = Er}$$

Потенциал в данной точке поля точечного заряда-источника равен произведению напряженности поля в этой точке и расстояния от данной точки до заряда-источника. Если заряд-источник равномерно распределен по сфере, то r – расстояние от данной точки с потенциалом φ и напряженностью E до центра сферы.

Перенесем теперь заряд $q_{пр}$ из точки 2 в точку 3 (рис. 105-1). Пусть эти точки лежат на линии mn, перпендикулярной линиям вектора напряженности (силовым линиям поля). Работа сил поля при таком перемещении будет равна нулю, так как вектор электрической силы, действующей на заряд, будет перпендикулярен вектору перемещения. Поскольку согласно сказанному

$$A = q_{пр}\left(\varphi_2 - \varphi_3\right) = 0\text{, то } \varphi_2 - \varphi_3 = 0 \text{ и } \varphi_2 = \varphi_3.$$

Между какими бы точками, лежащими на линии mn, мы ни перемещали заряд, работа такого перемещения всегда будет равна нулю. Значит, все точки поля, лежащие на линии mn, имеют одинаковый потенциал.

Линия, все точки которой имеют одинаковый потенциал, называется эквипотенциальной линией. Поверхность, все точки которой имеют одинаковый потенциал, называется эквипотенциальной поверхностью. Эквипотенциальная линия mn представляет собой линию пересечения эквипотенциальной поверхностью плоскости чертежа.

Эквипотенциальные линии и поверхности всегда перпендикулярны линиям вектора напряженности (силовым линиям) электрического поля. Работа перемещения заряда вдоль эквипотенциальной линии или поверхности всегда равна нулю.

С помощью эквипотенциальных линий (или поверхностей), как и с помощью силовых линий, можно изобразить электрическое поле графически. Эквипотенциальную линию можно провести через любую точку поля. Но если через все точки поля провести эти линии, то они сольются. Поэтому договорились густоту эквипотенциальных линий выбирать такой, чтобы разность потенциалов между двумя соседними эквипотенциальными линиями в данном электрическом поле была одна и та же. Отсюда следует, что чем ближе к заряду-источнику, т. е. чем больше напряженность, тем меньше расстояние между эквипотенциальными линиями (ведь $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$ согласно (105.1)). И если разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ между соседними эквипотенциальными линиями не меняется, а напряженность E растет, значит, расстояние d между ними уменьшается). Таким образом, чем больше напряженность электрического поля, тем гуще располагаются эквипотенциальные линии. Значит, с помощью эквипотенциальных линий, как и с помощью силовых, можно охарактеризовать силовые свойства электрического поля графически.

В однородном электрическом поле эквипотенциальные линии представляют собой параллельные прямые, перпендикулярные силовым линиям.

На рис. 98-9 изображено поле плоского конденсатора. Сплошными линиями показаны линии вектора напряженности (силовые линии), а штриховыми – эквипотенциальные линии. Поверхность обкладок конденсатора, как и любого проводника с неподвижными зарядами на нем, всегда является эквипотенциальной.

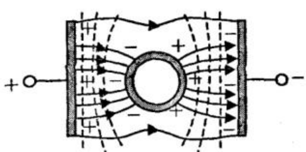


Рис. 105-2

На рис. 105-2 в поле плоского конденсатора поместили проводник цилиндрической формы (мы смотрим на него сверху и видим сечение проводника плоскостью чертежа). При этом графическая картина распределения силовых линий и эквипотенциальных поверхностей изменилась. Мы видим, что *силовые линии обрываются на поверхности проводника, упираясь в нее перпендикулярно поверхности, а эквипотенциальные линии (показанные штрихами) огибают поверхность проводника, оставаясь перпендикулярными силовым линиям*.

На рис. 98-4 – 98-6 штриховыми линиями изображены эквипотенциальные линии полей точечных зарядов.

106. ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ЗАРЯДОВ НА ПРОВОДНИКАХ

Проводниками называют вещества, которые проводят электрический ток. Проводники обладают свободными зарядами, т. е. такими зарядами, которые могут свободно передвигаться по всему проводнику под действием электрического поля.

В металлических проводниках такими свободными зарядами являются свободные электроны. Если металлический проводник поместить в электростатическое поле, то под действием электрических сил, приложенных к свободным электронам со стороны поля, свободные электроны станут перемещаться по проводнику до тех пор, пока не установится равновесие зарядов на проводнике. Рассмотрим условия, при которых такое равновесие будет сохраняться.

1. Пока внутри проводника есть свободные электроны, будет иметь место перемещение этих электронов вдоль силовых линий электрического поля, в которое проводник помещен. Под действием сил Кулона свободные электроны будут двигаться с ускорением, пока не достигнут, поверхности

проводника. Это движение будет продолжаться до тех пор, пока все свободные электроны проводника не достигнут его поверхности.

На рис. 106-1 изображено бывшее однородным электростатическое поле напряженностью E_0, после того как в него помещен проводник $abcd$. На поверхности ab, повернутой к положительным зарядам-источникам поля, соберутся все свободные электроны проводника, поэтому на поверхности ab сосредоточится отрицательный поверхностный заряд. При этом на противоположной стороне проводника cd, повернутой к отрицательным зарядам-источникам поля, появится положительный поверхностный заряд, поскольку эту поверхность покинули отрицательно заряженные электроны. Такая электризация проводника называется электростатической индукцией (т. е. наведением зарядов на поверхности проводника), или электризацией через влияние.

Между разноименно заряженными поверхностями ab и cd возникнет электрическое поле напряженностью $\vec{E}'$. При этом векторы напряженностей внешнего поля $\vec{E}_0$ и поля $\vec{E}'$ по модулю равны друг другу, но антинаправлены (на рис. 106-1 вектор напряженности $\vec{E}'$ изображен штриховой линией). Поэтому напряженность $\vec{E}$ результирующего поля внутри проводника, внесенного во внешнее электростатическое поле, равна нулю,

$$E = E_0 - E' = 0, \quad \text{так как} \quad E_0 = E'.$$

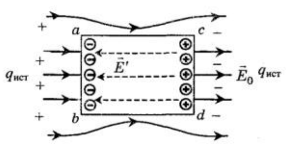


Рис. 106-1

2. Таким образом, при равновесии зарядов на проводнике все они собираются на его поверхности, а внутри Я проводника свободных зарядов нет, поэтому поле внутри проводника при равновесии зарядов на его поверхности отсутствует и напряженность там равна нулю.

3. Если на проводник, помещенный в электростатическое поле, перенести извне еще свободные заряды, то они тоже все соберутся на его поверхности и поверхностная плотность зарядов увеличится, но внутри проводника по-прежнему свободных зарядов не будет.

4. При равновесии зарядов на поверхности проводника, т. е. когда они будут находиться в состоянии покоя, работа их перемещения будет равна нулю, а потенциалы всех точек поверхности будут одинаковы. Таким образом, при равновесии зарядов на проводнике, помещенном в электростатическое поле, его поверхность является эквипотенциальной.

Если обратиться к рис. 106-1, то может показаться, что потенциалы поверхностей ab и cd различны, потенциал положительной поверхности cd выше, а отрицательной ab ниже. На самом деле это не так, потому что положительный потенциал поверхности cd компенсируется отрицательным потенциалом, создаваемым на этой поверхности отрицательными зарядами-источниками поля, в которое проводник внесен, а отрицательный потенциал поверхности ab компенсируется положительным потенциалом, созданным на этой поверхности положительными зарядами-источниками поля, поэтому результирующий потенциал на поверхности проводника останется таким же, каким он был до внесения его в это поле.

5. Напряженность электрического поля E связана с разностью потенциалов известной формулой

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}.$$

Но напряженность поля внутри проводника равна нулю, следовательно,

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} = 0.$$

откуда $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, поэтому $\varphi_1 = \varphi_2$.

Таким образом, *потенциалы всех точек внутри проводника с неподвижными зарядами одинаковы, и равны потенциалу на его поверхности.*

По поверхности проводника сферической формы заряды при равновесии распределяются равномерно. Иначе обстоит дело, когда проводник имеет впадины и выпуклости. Там, где имеется выпуклость, особенно острие, зарядов скапливается больше, чем там, где имеется впадина (рис. 106-2).

Рис. 106-2

Эквипотенциальные линии вблизи острия сгущаются, что свидетельствует о резком росте напряженности поля в этом месте. На самом острие плотность электрических зарядов может достигать очень большой величины. При этом к острию начнут притягиваться из окружающей среды ионы противоположного знака, которые всегда имеются в воздухе (их создают космические лучи, пронизывающие атмосферу, и другие источники). Эти ионы, осев на проводнике, частично нейтрализуют его заряд. При этом одноименные с зарядом острия ионы воздуха устремляются прочь от него, увлекая при этом и некоторые нейтральные молекулы воздуха. Возникает ощутимое движение воздуха от острия, которое называют электрическим ветром. Само же уменьшение заряда на острие вследствие его частичной нейтрализации ионами воздуха называют истечением заряда с острия.

На эффекте отсутствия внутри заряженного проводника с неподвижными зарядами электрического поля основана электростатическая защита от внешних электрических полей. Известно, что внутри цельнометаллического вагона транзисторный приемник не работает. Это объясняется тем, что силовые линии электрических полей, входящих как составная часть в радиоволны, обрываются на наружной поверхности вагона и внутрь не проникают. Металлические сетки являются хорошей защитой от внешних электрических полей. В частности, такая сетка может надежно защитить от молнии взрывоопасный объект, если ее, конечно, хорошенько заземлить, а объект поместить внутрь так, чтобы он не соприкасался с сеткой.

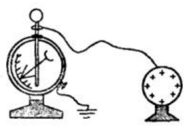


Рис. 106-3

Если стержень электрометра соединить с каким-нибудь заряженным телом, а его корпус заземлить (рис. 106-3), то поскольку, как стержень, так и корпус, – эквипотенциальные поверхности, потенциал стержня станет равен потенциалу тела, а потенциал корпуса – потенциалу Земли. Чем больше разность между потенциалом тела и потенциалом Земли, который можно считать равным нулю, тем больше разность между стрелкой, соединенной со стержнем, и корпусом электрометра и тем большая сила будет действовать на стрелку со стороны поля стержня, из-за чего стрелка отклонится от стержня на больший угол. Если шкалу электрометра проградуировать в единицах потенциала, то с его помощью можно будет измерить разность потенциалов между телом и Землей. А если корпус электрометра соединить не с Землей, а с другим заряженным телом, то можно будет измерить разность потенциалов между ним и этим телом.

107. ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Диэлектрики (по греч.*dia* – через, сквозь, по англ. *elec* – электрический) – это вещества, которые не проводят электрический ток. Причиной этого является отсутствие у диэлектриков свободных зарядов. Положительные и отрицательные заряды в молекулах и атомах диэлектриков связаны друг с другом кулоновыми силами, значительно превосходящими силы, с которыми внешне электрическое поле может воздействовать на эти заряды. Оно не может оторвать их друг от друга, а может лишь сместить на расстояние порядка размеров самой молекулы (10^{-10} м). Поэтому положительные и отрицательные заряды в молекулах диэлектриков являются *связанными*. Они не могут свободно передвигаться по диэлектрику, внесенному во внешнее электрическое поле.

В молекулах веществ можно указать точку, в которой суммарный заряд электронной оболочки молекулы будет оказывать на ее положительные заряды такое же воздействие, какое оказывали бы все отрицательные заряды этой молекулы, будучи распределены по всему ее объему. Эта точка называется *центром тяжести отрицательных зарядов* молекулы. Точно так же можно указать *центр тяжести положительных зарядов,* т. е. точку, в которой суммарный положительный заряд молекулы будет оказывать на ее отрицательные заряды такое же воздействие, какое на них оказывают все положительные заряды молекулы.

Существуют диэлектрики, в молекулах которых центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совмещены в отсутствие внешнего электрического поля. Такие молекулы называются *неполярными*. Примером неполярных молекул могут служить молекулы некоторых газов (водорода, азота, кислорода).

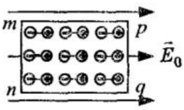


Рис. 107-1

Если диэлектрик с неполярными молекулами помес тить во внешнее электрическое поле, то под действием этого поля центры тяжести положительных и отрицательных зарядов в молекулах пространственно разойдутся относительно друг друга (рис. 107-1). Такая молекула станет подобна *диполю* – системе двух раз ноименных и равных по модулю зарядов – положительные заряды которого будут смещены против направления силовых линий поля, а отрицательные – в направлении силовых линий.

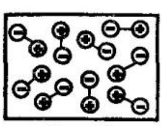
На поверхностях диэлектрика mn и pq появятся нескомпенсированные заряды противоположного знака.

Смещение зарядов в молекулах и атомах диэлектрика в противоположных направлениях под действием электрического поля, в результате чего на поверхностях диэлектрика возникают нескомпенсированные связанные заряды, называется поляризацией диэлектрика.

Поляризация диэлерстрика называется *электронной поляризацией*, при которой происходит смещение электронных оболочек атомов под действием электрического поля. Электронная поляризация универсальна, поскольку имеет место у любых диэлектриков.

Кроме электронной поляризации диэлектрики с неполярными молекулами обладают *ионной поляризацией*. Она наблюдается у кристаллов с ионной кристаллической решеткой, например у кристаллов поваренной соли $NaCl$. В электрическом поле ионы противоположного знака смещаются относительно друг друга, в результате чего диэлектрик поляризуется и на его поверхности появляются связанные *поверхностные заряды*.

Кроме диэлектриков с неполярными молекулами в природе существуют диэлектрики, в молекулах которых центры тяжести положительных и отрицательных зарядов пространственно разделены и в отсутствие внешнего электрического поля. Такие молекулы называются *полярными*. Примером полярных молекул служат молекулы льда.



$E_0 = 0$

Рис. 107-2

Когда диэлектрик с полярными молекулами находится вне электрического поля, тепловое движение его молекул, представляющих собой крошечные диполи, ориентирует их беспорядочно (рис. 107-2). Если диэлектрик поместить во внешнее электрическое поле, то оно будет стремиться ориентировать все диполи вдоль своих силовых линий, а тепловое хаотическое движение молекул будет этому препятствовать.

Если бы температура диэлектрика была равна абсолют ному нулю (0 К), то все диполи диэлектрика ориентиро вались бы вдоль линий вектора напряженности $\vec{E}_0$ внешнего электрического поля. Но так как температура диэлектрика всегда выше 0 К, то под действием электри ческих сил, все диполи получат преимущественную ориентацию: они развернутся так, что все их положительные заряды окажутся смещенными в сторону отрицательных зарядов-источников поля, а отрицательные – в сторону положительных (рис. 107-3).

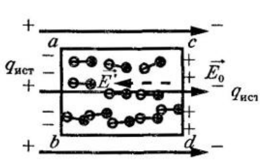


Рис. 101-5

При этом внутри диэлектрика все соседние разноименные заряды диполей скомпенсируют друг друга и получится так, как будто внутри диэлектрика нет зарядов. А вот на поверхностях ab и cd заряды окажутся некомпенсированными. В результате на поверхности ab появится отрицательный поверхностный заряд, а на поверхности cd – положительный. Это явление называется *ориентационной поляризацией диэлектрика*.

Если увеличивать напряженность внешнего поля E_0, то все большее число молекулярных диполей будет ориентироваться вдоль силовых линий электрического поля. Однако насыщения, когда все они ориентируются по полю, у реальных диэлектриков наступить не может, для этого необходимы чрезвычайно большие напряженности, до 10^{12} В/м. Но уже при гораздо меньших напряженностях произойдет пробой любого диэлектрика.

Степень электронной и ионной поляризации не зависит от температуры диэлектрика, а при ориентационной поляризации она ослабевает с ростом температуры из-за усиления теплового хаотического движения молекул.

Заряды на поверхностях поляризованного диэлектрика ab и cd являются связанными и принадлежат молекулам только поверхностного слоя, которых во много раз меньше по сравнению числом всех молекул диэлектрика. Заряды на этих поверхностях создадут свое электрическое поле напряженностью $\vec{E}'$. Поскольку это внутреннее поле создано не всеми зарядами диэлектрика, а только поверхностными, его напряженность $\vec{E}'$ меньше напряженности $\vec{E}_0$ внешнего электрического поля, в которое внесли диэлектрик (вспомним, что поверхностные заряды проводника образованы всеми его свободными электронами, поэтому напряженность поля $\vec{E}'$, созданного там всеми свободными зарядами, по модулю равна напряженности $\vec{E}_0$ внешнего поля).

Поскольку вектор напряженности поля E', созданного связанными зарядами на поверхностях диэлектрика, антинаправлен вектору напряженности $\vec{E}_0$ внешнего поля, то вектор напряженности $\vec{E}$ результирующего поля будет численно равен их разности и направлен в сторону вектора $\vec{E}_0$,

$$E = E_0 - E'.$$

Следовательно, *диэлектрик, внесенный в электрическое поле, уменьшает его напряженность*.

Физический смысл ε: относительная диэлектрическая проницаемость показывает, во сколько раз напряженность E_0 электрического поля в вакууме больше, чем напряженность E поля в диэлектрике,

$$\boxed{\varepsilon = \frac{E_0}{E_0 - E'}}, \quad \boxed{\varepsilon = \frac{E_0}{E}}$$

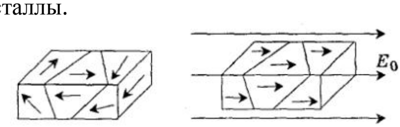
108. ПОНЯТИЕ О СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ, ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ, ПИРОЭЛЕКТРИКАХ И ЭЛЕКТРЕТАХ. ПРИМЕНЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ

У однородных и изотопных твердых аморфных диэлектриков, а также диэлектриков жидких и газообразных, в отсутствие внешнего электрического поля поляризация всегда отсутствует из-за разориентации дипольных моментов отдельных молекул. Если такой поляризованный диэлектрик удалить из внешнего электрического поля, то тепловое хаотическое движение, всегда присущее молекулам, быстро ликвидирует связанные заряды на его поверхностях и при этом суммарный дипольный момент каждой единицы объема диэлектрика станет равен нулю, т. е. поляризация исчезнет.

Однако в природе существуют кристаллические диэлектрики, молекулы которых образуют группы, обладающие самопроизвольной (спонтанной) поляризацией даже в отсутствие внешнего электрического-поля. Понятно, что эти группы могут быть образованы только из полярных молекул. Такие группы молекул называются доменами. Поведение молекул, входящих в состав домена, объясняется законами квантовой механики.

Диэлектрики, обладающие доменной структурой, называют *сегнетоэлектриками*. Название это происходит от слов «сегнетова соль» – наиболее типичного сегнето-электрика, который в свою очередь, был назван в честь французского аптекаря Э. Сегнетта, впервые синтезировавшего это вещество.

Все сегнетоэлектрики – кристаллы.



а) б)

Рис. 108-1

Поместим кристалл неполяризованного сегнетоэлектрика (рис. 108-1, а) во внешнее электрическое поле и будем увеличивать его напряженность $\vec{E}_0$. Под действием этого поля домены начнут все более ориентироваться по полю (рис. 108-1, б), чему препятствует тепловое разориентирующее движение молекул.

При достижении некоторой достаточно большой напряженности все домены кристалла окажутся ориентированы по полю. Такое состояние диэлектрика называется насыщением, а соответствующая напряженность – *напряженностью насыщения*.

Если теперь удалить диэлектрик из электрического поля, то он сохранит поляризацию.

Способность сохранять поляризацию и в отсутствие внешнего электрического поля является самой главной особенностью, отличающей сегнетоэлектрики от остальных диэлектриков.

Чтобы теперь располяризовать сегнетоэлектрик, надо его поместить в электрическое поле, антинаправленное первоначальному.

В настоящее время известно несколько сотен сегнетоэлектриков. Второй существенной особенностью, отличающей их от остальных диэлектриков, является чрезвычайно высокое значение относительной диэлектрической проницаемости, достигающей у отдельных сегнетоэлект-риков нескольких тысяч, тогда как у остальных диэлектриков она колеблется в пределах десяти и только у воды достигает 81. И наконец, третьей особенностью сегнетоэлектриков является зависимость относительной диэлектрической проницаемости ε от напряженности внешнего электрического поля, тогда как у остальных диэлектриков она постоянна.

Все сегнетоэлектрики обладают этими замечательными свойствами лишь в определенном интервале температур. Например, сегнетова соль имеет доменную структуру лишь в интервале температур между -15°С и 22,5°С. При иных температурах она ведет себя как обычный диэлектрик. Эти переходные температуры, при которых диэлектрик из обычного становится сегнетоэлектриком, называются *точками Кюри*, по имени братьев Пьера и Жолио Кюри, которые обнаружили это явление.

Сегнетоэлектрики с высокими значениями относительной диэлектрической проницаемости применяются в качестве прокладок в конденсаторах, используемых в детекторах электромагнитных волн. У прозрачных для света сегнетоэлектриков показатель преломления зависит от величины относительной диэлектрической проницаемости, что позволяет их использовать в качестве злектрооп-тических фильтров, способных избирательно пропускать или поглощать электромагнитные волны определенного диапазона частот.

У большинства диэлектриков поляризация возникает под действием внешнего электрического поля. Однако в природе существуют диэлектрики, которые могут поляризоваться в результате механического воздействия, например, при сжатии или растяжении. Явление поляризации диэлектриков в результате механического воздействия называется *прямым пьезоэлектрическим эффектом*, а диэлектрики, подверженные этому эффекту, называются *пьезоэлектриками*. Пьезоэлектриками являются все сегнетоэлектрики, а также некоторые другие диэлектрики, например, кварц, некоторые сорта керамики.

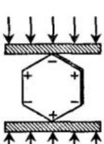


Рис. 108-2

Если пластинку, вырезанную из кристалла кварца, закрепить между двумя металлическими обкладками так, как показано на рис. 108-2, и начать сжимать, то на его ребрах возникнут связанные заряды противоположного знака. Если ее начать растягивать, то знаки поменяются на противоположные. При этом величина связанных зарядов прямо пропорциональна деформирующей силе.

Существует *обратный пьезоэлектрический эффект*, при котором пьезоэлектрик, внесенный в электрическое поле, деформируется: сжимается или растягивается в зависимости от направления поля относительно его осей симметрии. Если его внести в переменное электрическое поле, частота которого близка собственной частоте колебаний пьезоэлектрического образца, то в нем возникнут механические колебания. Эти колебания будут передаваться окружающей среде, в которой начнут распространяться механические волны. Явление обратного пьезоэлектрического эффекта используется в пьезоэлектрических преобразователях, позволяющих превращать электрические сигналы в механические. Такие преобразователи используются в ультразвуковой дефектоскопии для обнаружения внутренних дефектов в непрозрачных для света деталях, в гидроакустике, акустоэлектронике и радиоэлектронике. Прямой пьезоэлектрический эффект используется также для измерения давлений, возникающих, например, в двигателях внутреннего сгорания или в стволах орудий при выстреле. О величине давления судят по показаниям прибора, измеряющего величину связанных зарядов на поверхности пьезоэлектрика.

Существует еще один способ поляризовать диэлектрик. Он состоит в изменении его температуры. Явление поляризации диэлектрика вследствие изменения его температуры называется *пироэлектрическим эффектом*, а вещества, подверженные этому явлению, – *пироэлектриками*. Обнаружено, что если один конец стержня, изготовленного из кристалла кварца или турмалина, нагреть, то он заряжается положительно, но при этом другой его конец в соответствии с законом сохранения зарядов приобретает отрицательный заряд. При охлаждении знаки зарядов на концах пироэлектрика соответственно меняются. При этом величина связанных зарядов на концах пироэлектрика тем больше, чем быстрее происходит процесс нагревания или охлаждения. Пироэлектрический эффект тесно связан с обратным пьезоэлектрическим эффектом. При нагревании пироэлектрика происходит механическая деформация кристалла и при этом дипольные моменты молекул диэлектрика приобретают преимущественную ориентацию, вследствие чего на его поверхностях образуются связанные заряды. Поэтому все пироэлектрики являются одновременно и пьезоэлектриками.

Пироэлектрический эффект используется в электронной промышленности при изготовлении различных высокочувствительных индикаторов и приемников электромагнитных излучений.

К диэлектрикам, способным длительное время сохранять на своей поверхности связанные электрические заряды, относятся также и многие некристаллические диэлектрики – так называемые электреты, изготовляемые искусственным путем. В электретное состояние можно перевести и некоторые кристаллические диэлектрики. Для этого диэлектрик (воск, парафин, полимеры и т. д.) с полярными молекулами расплавляют и в расплавленном состоянии помещают в сильное электростатическое поле. При этом дипольные моменты молекул диэлектрика ориентируются по полю. Затем расплав быстро охлаждают, после чего поле выключают. В затвердевшем диэлектрике молекулам трудно вернуться в исходное положение и поэтому они длительное время сохраняют свою новую ориентацию, благодаря чему на поверхности диэлектрика сохраняются связанные заряды, а в окружающем пространстве – достаточно сильное электрическое поле.

Электреты, полученные в результате расплавления диэлектрика, называют *термоэлектретами*. Перевести диэлектрик в электретное состояние можно и другим путем, например, воздействием радиоактивного излучения определенной частоты (*радиоэлектреты*), сжатием или растяжением (*механоэлектреты*), трением (*трибоэлектреты*), световым излучением (*фотоэлектреты*) и другими способами.

Электреты находят очень широкое применение в современной науке и технике и прежде всего в качестве постоянных источников электрических полей (в микрофонах и телефонах, виброизмерительных приборах, генераторах электрических сигналов, электрометрах и т. д.). Они широко используются в качестве различных датчиков в дозиметрии, позволяя обнаруживать источники радиоактивных излучений и измерять их интенсивность. Их используют для изготовления чувствительных гигрометров, барометров и манометров. Фотоэлектреты используются для получения моментальных снимков в электрографии.

109. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ ПРОВОДНИКА. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ ПРОВОДЯЩЕЙ СФЕРЫ

Сообщим уединенному проводнику некоторый заряд. При этом он распределится по поверхности проводника так, что все потенциалы точек поверхности станут одинаковы. Если теперь этому проводнику сообщить еще такой же заряд, т. е. удвоить заряд проводника, то он точно так же распределится по поверхности проводника и при этом потенциал проводника тоже удвоится. Если мы изменим заряд проводника в несколько раз, то и его потенциал изменится во столько же раз. Но при этом величина, равная отношению заряда, сообщенного проводнику, к потенциалу, который он при этом приобретает, будет оставаться постоянной для данного проводника. Эта величина характеризует способность проводника накапливать заряды и называется электроемкостью проводника (или просто емкостью).

Емкость проводника равна отношению заряда q, *сообщенного проводнику, к потенциалу* φ, *который при этом приобрел*:

$$\boxed{C = \frac{q}{\varphi}} \qquad (109.1)$$

Физический смысл емкости проводника: *емкость проводника равна заряду, который надо сообщить проводнику, чтобы его потенциал изменился на единицу*.

Емкость – скалярная положительная величина. Единица емкости в СИ – *фарад* (Ф). Физический смысл фарада: 1 Ф – *емкость проводника, потенциал которого изменяется на* 1 В *при сообщении ему заряда* 1 Кл.

Другие единицы емкости: пикофарад (пФ), нанофарад (нФ), микрофарад (мкФ), миллифарад (мФ).

1 пФ = 10^{-12} Ф, 1 нФ = 10^{-9} Ф, 1 мкФ = 10^{-6} Ф, 1 мФ = 10^{-3} Ф.

Название «емкость» эта величина получила потому, что в свое время электричество считали некоей жидкостью, способной переливаться из одного заряженного тела в другое. Чем больше «жидкости» надо было влить в проводник, чтобы изменить его потенциал на единицу, тем больше емкость такого проводника. Известно, что емкость сосуда для жидкости не зависит от материала, из которого изготовлен сосуд. Емкость стеклянного трехлитрового баллона равна емкости трехлитрового бидона из алюминия. Точно так же и емкость проводника не зависит от вещества. Емкость шара из алюминия равна емкости шара такого же радиуса из меди.

Емкость проводника зависит от его размеров, формы , наличия поблизости других проводников, а также от диэлектрических свойств среды, окружающей данный проводник.

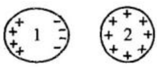


Рис. 109-1

С увеличением объема проводника его емкость увеличивается.

Если к незаряженному проводнику 1 приблизить заряженный проводник 2 (рис. 109-1), то свободные электроны проводника 1 сместятся так, что на его ближайшей к проводнику 2 части поверхности возникнет заряд противоположного знака (отрицательный). Это явление называется электростатической индукцией или заряжением через влияние. Индуцированные отрицательные заряды проводника 1 создадут на проводнике 2 свой потенциал, противоположный по знаку относительно собственного потенциала проводника 2. В результате, потенциал 2 проводника понизится. Но при этом его заряд не изменится, значит, соответственно формуле (109.1) емкость проводника 2 при поднесении к нему проводника 1 увеличится.

Приближение к проводнику другого проводника увеличивает их емкость.

Рис. 109-2

Поместим положительно заряженный проводник 1 в диэлектрик (рис. 109-2).

При этом диэлектрик поляризуется. Заряды в его молекулах сместятся так, что ближайшими к поверхности проводника окажутся заряды противоположного знака, т. е. отрицательные. Они понизят потенциал проводника, а поскольку его заряд при этом не изменится, то согласно формуле (109.1) емкость проводника увеличится.

Помещение проводника в диэлектрик увеличивает его емкость. Емкость проводника прямо пропорциональна относительной диэлектрической проницаемости среды, в которой он находится.

Подчеркнем, что емкость проводника не зависит ни от зарядов на проводнике, ни от его потенциала. Емкость проводника не изменится, если его зарядить или разрядить. Емкость проводника не зависит от его агрегатного состояния. Капля ртути имеет такую же емкость, как и стальной шарик такого же радиуса.

Выведем формулу емкости уединенного проводника сферической формы с радиусом R, расположенного в среде с диэлектрической проницаемостью ε. Если проводнику сообщен заряд q, то потенциал проводника равен:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}.$$

Подставим в знаменатель формулы емкости (109.1) вместо потенциала правую часть этого выражения. Получим:

$$c = \frac{q}{\varphi} = \frac{q \cdot 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}{q},$$

$$\boxed{C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$$

Емкость уединенного проводника сферической формы прямо пропорциональна относительной диэлектрической проницаемости среды, окружающей проводник, и радиусу проводника.

110. КОНДЕНСАТОРЫ. ЕМКОСТЬ КОНДЕНСАТОРА. ЕМКОСТЬ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Электрическое поле уединенного проводника рассеяно в окружающем пространстве, вследствие чего энергия такого поля в единице объема пространства невелика. Между тем на практике иногда возникает необходимость сосредоточить в некотором пространстве достаточный запас электрической энергии, чтобы потом в нужный момент ее использовать. Для этого необходимо увеличить емкость проводника.

Чтобы увеличить емкость проводника, не увеличивая его размеров, достаточно приблизить к нему другой проводник, не касаясь первого. При этом мы получим устройство, которое называется конденсатором.

Конденсатор – это система двух близко расположенных друг к другу проводников. Проводники, образующие конденсатор, называются его обкладками.

Если обкладки конденсатора зарядить разноименно (для этого достаточно сообщить заряд одной из обкладок, при этом на второй обкладке вследствие электростатической индукции возникнет заряд противоположного знака), то между ними возникнет электрическое поле, которое почти целиком будет сосредоточено между обкладками и почти не будет рассеиваться в окружающем пространстве.

Простейшим по устройству и наиболее распространенным является плоский конденсатор, представляющий собой две плоские проводящие пластины, разделенные слоем диэлектрика. При условии, что расстояние между обкладками плоского конденсатора значительно меньше корня квадратного из площади обкладок, электрическое поле между обкладками будет однородным и будет практически целиком сосредоточено между ними, тогда как за обкладками поле будет отсутствовать. Однородность поля будет нарушаться только вблизи краев обкладок.

Каждый конденсатор характеризуется его емкостью и максимальным напряжением на обкладках, при котором диэлектрик еще не теряет своих изолирующих свойств. При превышении максимального напряжения (напряжения пробоя) диэлектрик будет пробит и конденсатор испортится. Емкость конденсатора и его пробивное напряжение обычно написаны на нем.

Емкость конденсатора C равна отношению заряда q на одной из его обкладок к разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ между ними:

$$\boxed{C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}} \quad \boxed{C = \frac{q}{U}} \tag{110.1}$$

Физический смысл емкости конденсатора: *емкость конденсатора равна заряду, который надо ему сообщить, чтобы изменить разность потенциалов между его обкладками на единицу*.

Емкость конденсатора не зависит ни от заряда на его обкладках, ни от разности потенциалов между ними. Незаряженный конденсатор имеет точно такую же емкость, как и в случае его зарядки. Конденсаторы, продающиеся в магазинах радиотоваров, конечно, не заряжены, однако их емкость указана на них. Емкость конденсатора не зависит также от металла, из которого изготовлены его обкладки, и от наличия вблизи других конденсаторов.

Емкость конденсатора зависит от его формы, размеров и диэлектрика, помещенного между обкладками. Наличие диэлектрика между обкладками увеличивает емкость конденсатора.

Выведем формулу емкости плоского конденсатора. Его емкость C, как и емкость любого другого конденсатора, определяется формулой (110.1),

$$\boxed{C = \frac{q}{U}}$$

Здесь q – заряд на обкладке конденсатора, U – напряжение между обкладками.

Поскольку поле между обкладками плоского конденсатора однородное, то напряжение U связано с его напряженностью E формулой

$$E = \frac{U}{d}, \quad \text{откуда} \quad U = Ed\,.$$

Напряженность однородного тела электрического поля между двумя плоскими поверхностями с одинаковой поверхностной плотностью зарядов равна:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}.$$

Здесь ε – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика между обкладками конденсатора, ст -поверхностная плотность зарядов на его обкладках.

Подставим это выражение в предыдущую формулу:

$$U = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad \text{где} \quad \sigma = \frac{q}{S}.$$

Тогда $C = \frac{q\varepsilon_0\varepsilon}{\sigma d}$ или $C = \frac{q\varepsilon_0\varepsilon S}{qd}$,

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \tag{110.2}$$

Здесь S – площадь обкладок конденсатора (точнее, площадь одной обкладки), d – расстояние между обкладками.

Емкость плоского конденсатора прямо пропорциональна относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика между обкладками, площади обкладок конденсатора и обратно пропорциональна расстоянию между обкладками.

Из формулы (110.2) следует, что

$$\varepsilon_0 = \frac{Cd}{\varepsilon S},$$

поэтому *единицей электрической постоянной, кроме* $\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2}$, *является также* $\text{Ф}\cdot\text{м}/\text{м}^2 = \text{Ф}/\text{м}$.

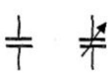


Рис. 110-1

На рис. 110-1 показано условное изображение конденсатора постоянной емкости (слева) и переменной емкости (справа) на схемах. Вращая ручку конденсатора переменной емкости, мы меняем площадь перекрывающейся части обкладок и расстояние между ними и тем самым изменяем нужным образом емкость конденсатора.

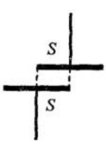


Рис. 110-2

Если обкладки плоского конденсатора сдвинуты относительно друг друга (рис. 110-2), то в формуле (110.2) S – это площадь перекрываемой части обкладок.

Конденсаторы могут иметь различную форму. Бывают плоские, сферические, цилиндрические конденсаторы, а также конденсаторы более сложной формы (желудевые, пальчиковые и др.). По роду диэлектрика, помещенного между обкладками, конденсаторы бывают слюдяные, бумажные (диэлектрик – парафинированная бумага), воздушные, керамические и др.

В бумажном конденсаторе диэлектриком служит парафинированная бумага, а обкладками – полосы металлической фольги, между которыми она располагается. Их вместе сворачивают в небольшой рулон, который помещают в специальный корпус, имеющий два вывода для включения в цепь.

Существуют электролитические конденсаторы, в которых диэлектриком является пленка из оксида алюминия, погруженная в электролит. Эта пленка служит изолятором при определенном направлении электрического поля между обкладками, а если это направление изменить на противоположное, то она станет пропускать ток, начнет нагреваться и разрушаться. Поэтому при включении электролитического конденсатора в цепь надо следить за соблюдением полярности, т. е. ту обкладку, которая обозначена знаком «+», подключать к плюсу источника зарядов, а «–» – к минусу, и ни в коем случае наоборот, иначе произойдет пробой диэлектрика. Если же на корпусе конденсатора полярность выводов не обозначена, то их можно подключать к источнику зарядов произвольно.

Конденсаторы находят широкое применение во всех радиотехнических устройствах.

111. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ И ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СОЕДИНЕНИЕ КОНДЕНСАТОРОВ

Для получения нужной емкости конденсаторы соединяют последовательно или параллельно в батарею конденсаторов.

Последовательное соединение конденсаторов

Если конденсаторы соединить так, чтобы одна обкладка предыдущего конденсатора была соединена только с одной обкладкой последующего конденсатора, то такое соединение будет называться *последовательным* (рис. 111-1),

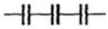


Рис. 111-1

При зарядке такой батареи конденса торов все обкладки, разделенные диэлектриком, окажутся заряженными разноименно.

Сообщим левой обкладке конденсатора с емкостью C_1 заряд $+q$, соединив ее с клеммой, потенциал которой $+\varphi_1$ (рис, 111-2). При этом потенциал этой обкладки тоже станет равен $+\varphi_1$. Вследствие явления электростатической индукции на правой обкладке конденсатора C_1 возникнет такой же по величине, но противоположный по знаку заряд $-q$. Правая обкладка конденсатора C_1 соединена с левой обкладкой конденсатора C_2. Так как до зарядки суммарный заряд этих обкладок был равен нулю, то по закону сохранения зарядов он должен остаться равным нулю и после зарядки. Если правая обкладка конденсатора C_1 приобрела заряд $-q$, значит, левая обкладка конденсатора C_2 приобретает при этом равный по модулю, но положительный заряд $+q$, – только тогда суммарный заряд этих обкладок останется равным нулю. Это правило относится и к остальным последовательно соединенным конденсаторам батареи.

Правило 1: Модули *зарядов на обкладках последовательно соединенных конденсаторов одинаковы*,

$$\boxed{q_1 = q_2 = q_3 = ... = q_N = q}$$

Здесь N – число конденсаторов в батарее.

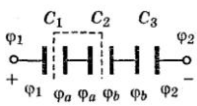


Рис. 111-2

Обратимся опять к рис. 111-2. Обозначим потенциал правой обкладки конденсатора C_1 буквой φ_a. Поскольку правая обкладка конденсатора C_1 соединена с левой обкладкой конденсатора C_2 проводником, значит, потенциал левой обкладки конденсатора C_2 тоже будет равен φ_a (напомним, что если проводники соединить, то их потенциалы станут одинаковы). Обозначим потенциал правой обкладки конденсатора C_2 буквой φ_b. Тогда и потенциал левой обкладки конденсатора C_3, соединенной с правой обкладкой конденсатора C_2, тоже будет φ_b. И наконец, потенциал правой обкладки конденсатора C_3, соединенной с клеммой, потенциал которой равен φ_2, тоже будет φ_2. Тогда разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ на клеммах этой батареи будет равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_1 - \varphi_a + \varphi_a - \varphi_b + \varphi_b - \varphi_2,$$

где $\varphi_1 - \varphi_2 = U_{общ}$, $\varphi_1 - \varphi_a = U_1$, $\varphi_a - \varphi_b = U_2$, $\varphi_b - \varphi_2 = U_3$.

Следовательно, $U_{общ} = U_1 + U_2 + U_3$.

Для батареи, состоящей из N последовательно соединенных конденсаторов, последнее равенство примет вид:

$$\boxed{U_{общ} = U_1 + U_2 + U_3 + ... + U_N = \sum_{i=1}^{N} U_i} \quad (111.1)$$

Здесь i – порядковый номер конденсатора от 1-го до N-го.

Правило 2: *общее напряжение (разность потенциалов) на батарее последовательно соединенных конденсаторов равно сумме напряжений (разностей потенциалов) на каждом конденсаторе.*

Из формулы (111.1) следует, что $U_{общ} = \dfrac{q}{C_{общ}}$, $U_1 = \dfrac{q}{C_1}$, $U_2 = \dfrac{q}{C_2}$, $U_3 = \dfrac{q}{C_3}$, …, $U_N = \dfrac{q}{C_N}$.

Подставив эти выражения в формулу (111.1), получим:

$$\frac{q}{C_{общ}} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \frac{q}{C_3} + ... \frac{q}{C_N}.$$

Сократив заряд q, получим формулу, определяющую общую емкость батареи:

$$\boxed{\frac{1}{C_{общ}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + ... \frac{1}{C_N}} \qquad (111.2)$$

П р а в и л о 3: *величина, обратная общей емкости последовательно соединенных конденсаторов, равна сумме величин, обратных емкостям отдельных конденсаторов*.

Если имеется 2 конденсатора, то $\frac{1}{C_{общ}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2}$, откуда

$$C_{общ} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \qquad (111.3)$$

Если все N последовательно соединенных конденсаторов имеют одинаковую емкость C, то формула (111.1) примет вид:

$$U_{общ} = U + U + U + ... + U \quad \text{или} \quad \boxed{U_{общ} = NU},$$

а формула (111.2) в этом случае будет выглядеть так: $\frac{1}{C_{общ}} = \frac{1}{C} + \frac{1}{C} + \frac{1}{C} + ... \frac{1}{C} = N\frac{1}{C}$, откуда

$$C_{общ} = \frac{C}{N} \qquad (111.4)$$

Общая емкость N одинаковых, последовательно соединенных конденсаторов, в N раз меньше емкости каждого конденсатора.

Подставив в формулу (111.3) любые численные значения емкостей отдельных конденсаторов, от самых больших, до самых малых, и вычислив их общую емкость, можно убедиться в справедливости следующего правила: *общая емкость последовательно соединенных конденсаторов меньше емкости любого из них*.

Например, если емкость одного из последовательно соединенных конденсаторов 1000 пФ, а второго 0,001 пФ, то общая емкость будет меньше 0,001 пФ. В этом легко убедиться, подставив эти числа в формулу (111.3) и вычислив $C_{общ}$. Следовательно, чтобы уменьшить емкость батареи конденсаторов, их нужно соединить последовательно.

Рис. 111-3

Если между обкладками конденсатора поместить разные диэлектрики так, как показано на рис. 111-3, то получим последовательно соединенные конденсаторы с одинаковыми площадями обкладок. Число конденсаторов будет равно числу диэлектриков, а расстояние между обкладками будет равно толщине диэлектриков. Поверхности диэлектриков, параллельные обкладкам конденсатора, сами станут обкладками, поскольку на них возникнут связанные заряды противоположного знака.

Параллельное соединение конденсаторов

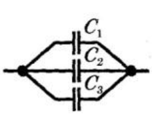


Рис. 111-4

Если конденсаторы соединить так, чтобы их левые обкладки оказались соединенными в одной точке, а правые – в другой (рис. 111-4), то такое соединение будет называется *параллельным*. Если одни соединенные друг с другом обкладки подключить к положительной клемме источника зарядов, то все эти обкладки тоже окажутся заряженными положительно и будут иметь одинаковый потенциал, например, φ_1 (рис. 111-5). При этом все другие обкладки, тоже соединенные друг с другом, окажутся заряженными отрицательно и будут иметь одинаковый потенциал φ_1.

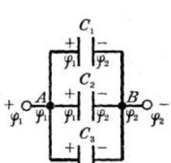


Рис. 111-5

Таким образом, на обкладках всех параллельно соединенных конденсаторов окажется одинаковая разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, т. е. на них будет одинаковое напряжение U,

$$\boxed{U_1 = U_2 = U_3 = ... = U_N = U}$$

Здесь U_1, U_2, U_3, …, U_N – напряжения на отдельных конденсаторах, N – число конденсаторов в батарее.

П р а в и л о 1: *напряжения на параллельно соединенных конденсаторах* *одинаковы*.

Пусть батарее конденсаторов, соединенных параллельно, сообщили заряд $q_{общ}$. Если емкости конденсаторов различны, то при одинаковых напряжениях на них согласно формуле емкости конденсатора заряды конденсаторов q_1, q_2, q_3, …, q_N тоже будут разными. По закону сохранения зарядов общий заряд батареи должен быть равен их сумме:

$$\boxed{q_{общ} = q_1 + q_2 + q_3 + ... + q_N = \sum_{i=1}^{N} q_i} \qquad (111.5)$$

Правило 2: *общий заряд батареи параллельно соединенных конденсаторов равен сумме зарядов на каждом из них*.

Поскольку согласно формуле емкости $q_{общ} = C_{общ}U$, $q_1 = C_1U$, $q_2 = C_2U$, $q_3 = C_3U$, …, $q_N = C_NU$, то подставив правые части этих выражений в формулу (111.4), получим:

$$C_{общ}U = C_1U + C_2U + C_3U + ... + C_NU .$$

Сократив U, получим формулу, определяющую общую емкость батареи параллельно соединенных конденсаторов:

$$\boxed{C_{общ} = C_1 + C_2 + C_3 + ... + C_N = \sum_{i=1}^{N} C_i}$$

Правило 3: *общая емкость батареи параллельно соединенных конденсаторов равна сумме емкостей отдельных конденсаторов*.

Если все N конденсаторов, соединенных параллельно, имеют одинаковую емкость C, то согласно формуле (111.4) их общие заряд и емкость будут равны:

$$q_{общ} = q + q + q + ... + q \quad \text{или} \quad \boxed{q_{общ} = Nq}$$

где q – заряд каждого конденсатора,

$$C_{общ} = C + C + C + ... + C \quad \text{или} \quad \boxed{C_{общ} = NC}$$

Емкость батареи, состоящей из N параллельно соединенных конденсаторов, в N раз больше емкости каждого из них. Следовательно, чтобы увеличить емкость батареи, конденсаторы нужно соединять параллельно.

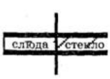


Рис. 111-6

Если между обкладками конденсатора поместить разные диэлектрики так, как показано на рис. 111-6, то получим параллельно соединенные конденсаторы, поскольку разность потенциалов на их обкладках будет одинакова. Число конденсаторов будет равно числу диэлектриков, расстояние между обкладками будет равно толщине диэлектриков (если она у них одинакова), а площадь обкладок каждого конденсатора будет равна площади поверхности каждого диэлектрика, параллельной обкладкам.

Если у конденсатора изменить расстояние между его обкладками или поменять диэлектрик, не отключая конденсатор от источника, то при этом будут изменяться емкость конденсатора и заряд на его обкладках, а напряжение на них изменяться не будет, поскольку будет оставаться равным напряжению на клеммах источника.

Если конденсатор отключить от источника зарядов, а затем изменить расстояние между его обкладками или поменять диэлектрик, то при этом будут изменяться емкость конденсатора и напряжение на обкладках, а заряд будет сохраняться.

112. ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. ОБЪЕМНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Электрическое поле, как и всякое силовое поле, обладает энергией, которая может превращаться в другие виды энергии. Если обкладки заряженного конденсатора, между которыми создано электрическое поле, соединить проводником, то между обкладкой и поднесенным к ней концом проводника может проскочить искра. При этом конденсатор может разрядиться, а энергия его поля – превратиться в другие виды энергии: тепловую, световую, механическую (будет слышен характерный треск).

По проводнику, соединившему обкладки, в момент соединения пройдет ток. При этом будет совершена работа перемещения зарядов по проводнику, причем совершена она будет за счет энергии электрического поля конденсатора. Поскольку конденсатор полностью разрядится, работа перемещения зарядов A будет равна всей электрической энергии поля конденсатора $W_{эл}$:

$$A = W_{эл}.$$

Если этот конденсатор плоский, то поле, создаваемой каждой обкладкой, однородно. Работа перемещения заряда q в однородном электростатическом поле напряженностью E_1 вдоль силовой линии на расстояние d равна

$$A = E_1 q d.$$

Здесь E_1 – напряженность поля, созданного каждой обкладкой, d – расстояние между ними, равное длине проводника, соединившего обкладки.

Поскольку обкладок две, то напряженность E поля между обкладками вдвое больше E_1:

$$E = 2E_1, \quad \text{откуда} \quad E_1 = \frac{E}{2}.$$

Тогда $W_{эл} = \dfrac{Eqd}{2}$.

Напряженность однородного электрического поля плоского конденсатора связана с напряжением на его обкладках соотношением

$$E = \frac{U}{d}.$$

С учетом этого $W_{эл} = \dfrac{Uqd}{2d}$,

$$W_{эл} = \frac{Uq}{2} \qquad (112.1)$$

Поскольку из определения емкости плоского конденсатора следует, что $q = CU$ и $U = \dfrac{q}{C}$, то

$$W_{эл} = \frac{CU^2}{2} \qquad (112.2)$$

и

$$W_{эл} = \frac{q^2}{2C} \qquad (112.3)$$

Формулы (112.1), (112.2) и (112.3) определяют энергию электрического поля. В них энергия выражена через величины заряда q, напряжения U и емкости C, которые в свою очередь определяются свойствами заряженных тел, создающих поле (их размерами, формой и др).

Но электрическое поле может существовать независимо от его источников и распространяться в пространстве, перенося при этом энергию. Поэтому важно выразить величину этой энергии через величину, характеризующую само поле, т. е. через его напряженность $\vec{E}$. Поскольку, когда поле распространяется в пространстве, оно не имеет четко очерченных границ, внутри которых сосредоточена его энергия, то для характеристики энергетических свойств электрического поля английским физиком Максвеллом было введено понятие *объемной плотности энергии* $w_{эл}$.

Объемная плотность энергии электрического поля $w_{эл}$ *равна отношению энергии электрического поля в некотором объеме пространства, к величине этого объема* V,

$$w_{эл} = \frac{W_{эл}}{V} \qquad (112.4)$$

Физический смысл объемной плотности энергии электрического поля: *объемная плотность энергии электрического поля равна энергии этого поля в еденице объема пространства, занятого им.*

Объемная плотность энергии электрического поля – скалярная положительная величина.

Еденица объемной плотности энергии электрического поля в СИ – джоуль на метр в кубе (Дж/м^3).

Физический смысл этой еденицы: 1 Дж/м^3 – *объемная плотность энергии такого поля, в каждом кубическом метре которого сосредоточена энергия* 1 Дж.

Поскольку согласно формуле (112.2)

$$W = \frac{CU^2}{2},$$

то

$$w_{эл} = \frac{W_{эл}}{V} = \frac{CU^2}{2V}.$$

Здесь V – объем пространства между обкладками конденсатора. Если площадь обкладок S, а расстояние между ними d, то $V = Sd$.

Кроме того, емкость плоского конденсатора равна:

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

С учетом этого $w_{эл} = \dfrac{\varepsilon_0 \varepsilon S E^2 d^2}{2Sd^2}$,

$$w_{эл} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \qquad (112.5)$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика между обкладками.

Формула (112.5) определяет величину объемной плотности энергии электрического поля через его силовую характеристику – напряженность и диэлектрические свойства среды, в которой оно создано.

Наличие у электрического поля энергии подтверждает его материальность.

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

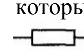
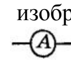
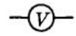
113. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК. СИЛА ТОКА. ПЛОТНОСТЬ ТОКА. УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

Электрический ток – это упорядоченное (направленное) движение электрических зарядов.

В металлах электрический ток – это упорядоченное движение свободных электронов, в электролитах – положительных и отрицательных ионов, в газах – ионов обоих знаков и электронов, в полупроводниках – электронов и дырок, в вакууме – тех заряженных частиц, которые излучает источник электрических зарядов, внесенный в вакуум.

Ток, обусловленный движением свободных зарядов в проводящей среде, называется *током проводимости*.

В те времена, когда люди начали использовать электричество в своей практической деятельности, еще не знали, каков знак заряженных частиц – носителей зарядов в металлических проводниках. Электрон был открыт значительно позже, в самом конце XIX столетия. Поэтому за направление тока наугад было принято направление упорядоченного движения положительных зарядов (а вы, наверное, по себе знаете, что наугад – почти всегда наоборот). Так и здесь вышло. Теперь мы знаем, что ток в металлических проводниках образуют упорядочение движущиеся отрицательно заряженные частицы – свободные электроны, которые движутся по цепи от отрицательного полюса источника тока к его положительному полюсу. Но когда это обнаружили, уже поздно было что-либо менять. Поэтому ученые разных стран договорились *за направление тока в проводнике условно принять направление движения положительных зарядов*. Таким образом, во внешней части электрической цепи ток направлен от положительного полюса источника тока к его отрицательному полюсу (хотя на самом деле наоборот).

На рис. 113-1 показана замкнутая электрическая цепь, содержащая источник тока, который изображают на схемах так: , проводник сопротивлением R, изображенный так: , амперметр – прибор для измерения силы тока в цепи, изображенный так: , вольтметр – прибор для измерения напряжения на участке цепи, изображенный так: , и соединительные провода, сопротивление которых столь мало по сравнению с сопротивлением остальных участков цепи, что его можно не учитывать. Соединительные провода изображены тонкими линиями. Кроме этого, электрическая цепь может содержать различные приборы управления током, электроизмерительные приборы и потребители тока. Подробнее об этом рассказано в главе 123.

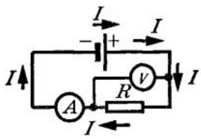


Рис. 113-1

Участок цепи внутри источника тока называют *внутренней частью цепи*, а всю остальную часть цепи, в которую входят потребители тока, измерительные приборы, приборы управления и соединительные провода – *внешней частью цепи*.

Во внешней части цепи ток течет от плюса источника тока к его минусу, т. е. в сторону понижения потенциала. Положительный полюс источника постоянного тока обозначают длинной и тонкой черточкой, а отрицательный – короткой и толстой (см. рис. 113-1). Поскольку электрическая цепь, по которой течет ток, замкнута, значит, внутри источника тока (на рис. 113-1) ток течет от минуса к плюсу, т. е. в сторону повышения потенциала.

Количественной характеристикой электрического тока является *сила тока*.

Сила постоянного тока I *равна отношению заряда* q, *прошедшего через поперечное сечение проводника, ко времени его прохождения* t,

$$\boxed{I=\frac{q}{t}} \qquad (113.1)$$

Постоянным называется ток, величина и направление которого с течением времени не меняются.

Физический смысл силы тока: *сила постоянного тока равна заряду, проходящему через поперечное сечение проводника в единицу времени.*

Сила тока – скалярная величина. Единица силы тока – ампер (А). Это одна из основных единиц СИ.

1 А – *это сила тока, текущего по двум параллельным, бесконечно длинным проводникам, расположенным в вакууме на расстоянии* 1 м *друг от друга и взаимодействующим с силой* $2\cdot10^{-7}$ Н, *действующей на каждый метр их длины*. Это взаимодействие обусловлено магнитными полями, окружающими проводники с током.

Некоторые наиболее употребляемые внесистемные единицы силы тока: микроампер (мкА), миллиампер (мА).

$$1\text{ мкА} = 10^{-6}\text{ А},\ 1\text{ мА} = 10^{-3}\text{ А}.$$

Выразим силу тока в линейном металлическом проводнике длиной l с площадью поперечного сечения S через концентрацию п носителей зарядов и скорость υ их упорядоченного движения. Пусть через поперечное сечение этого проводника за время t прошел заряд q. Тогда согласно определению силы тока

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

Выразим заряд q через заряд электрона e и число электронов N, прошедших через поперечное сечение за время t:

$$q=eN.$$

С учетом этого $I=\dfrac{Ne}{t}$.

Число свободных электронов N в свою очередь выразим через их концентрацию n, т. е. число их в единице объема проводника, и объем проводника V:

$$N=nV, \quad \text{где } V=lS.$$

Тогда $q=enlS$.

Подставив правую часть этого выражения в формулу силы тока, получим:

$$I=en\frac{l}{t}S.$$

Здесь $\upsilon = \frac{l}{t}$ – скорость упорядоченного движения свободных электронов по проводнику, С учетом этого

$$I = en\upsilon S \tag{113.2}$$

Сила тока в проводнике прямо пропорциональна концентрации носителей зарядов в нем, скорости их упорядоченного движения и площади поперечного сечения проводника.

Силу тока в цепи измеряют с помощью приборов – *амперметров*. Амперметр включается в цепь последовательно тому участку, в котором измеряют силу тока.

На рис. 113-1 амперметр включен последовательно сопротивлению (резистору) R, потому что при последовательном соединении сила тока, текущего через амперметр, такая же, как и в том участке цепи, где она измеряется. Устройство и принцип действия амперметра мы рассмотрим позже.

Сила тока – величина интегральная, т. е. суммарная, так как она определяется зарядами, проходящими через все поперечное сечение проводника. Для характеристики распределения этих зарядов по поперечному сечению проводника вводят понятие *плотности тока* j.

Плотность тока j равна отношению силы тока I к площади поперечного сечения проводника S, через которую проходят заряды, создающие ток,

$$\boxed{j = \frac{I}{S}} \tag{113.3}$$

Физический смысл плотности тока: *плотность тока равна силе тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника при равномерном распределении зарядов по ней.*

Плотность тока – векторная величина. Вектор плотности тока в проводнике сонаправлен с вектором скорости положительных зарядов.

Единица плотности тока в СИ – *ампер на метр в квадрате* (А/м^2). Физический смысл этой единицы: 1 А/м^2 *плотность тока силой* 1 А, *равномерно распределенного по площади* 1 м^2, *перпендикулярной направлению упорядоченного движения зарядов, создающих ток.*

Другие единицы плотности тока: А/см^2, А/мм^2:

$$1\,\frac{\text{А}}{\text{см}^2} = 1\cdot 10^4\,\frac{\text{А}}{\text{м}^2},\; 1\,\frac{\text{А}}{\text{мм}^2} = 1\cdot 10^6\,\frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

Сопоставив формулы (113.2) и (113.3), получим:

$$j = \frac{en\upsilon S}{S}, \quad \boxed{\vec{j} = en\vec{\upsilon}} \tag{113.4}$$

Плотность тока в проводнике прямо пропорциональна концентрации носителей зарядов и скорости их упорядоченного движения.

Все электрически заряженные частицы, являющиеся носителями зарядов в проводнике, участвуют в тепловом хаотическом движении всегда, независимо от наличия или отсутствия тока в проводнике. Когда по проводнику идет ток, на этотепловое хаотическое движение накладывается упорядоченное движение заряженных частиц, т. е. они, продолжая двигаться беспорядочно, одновременно как бы дрейфуют в направлении тока. При этом скорость их упорядоченного движения очень невелика, порядка 10^{-3} м/с. Однако известно, что электрический ток чрезвычайно быстро распространяется по проводнику. Под скоростью распространения тока понимают не скорость упорядоченного движения носителей зарядов, которая, повторяем, крайне невелика, а скорость распространения в проводнике электромагнитного поля, которая огромна. В момент замыкания электрической цепи приходят в упорядоченное движение заряды на ее концах, причем это движение ускоренное. А если электрические заряды движутся с ускорением, то они излучают электромагнитные волны, которые, распространяясь вдоль цепи, воздействуют своим электрическим полем на другие заряды поверхности проводника, приводя их тоже в ускоренное движение. Эти заряды в свою очередь излучают электромагнитные волны, которые накладываясь на предыдущие, дают результирующие волны, распространяющиеся дальше.

Процесс распространения электромагнитных волн происходит со скоростью света (ведь свет – тоже электромагнитная волна), поэтому при замыкании электрической разом, во внешней части электрической цепи ток направлен от положительного полюса источника тока к его отрицательному полюсу (хотя на самом деле наоборот).

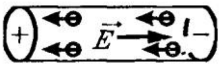


Рис. 113-2

Чтобы в проводнике возникло упорядоченное движение зарядов, необходимо действие на эти заряды сонап-равленных сил со стороны электрического поля. Значит, когда по проводнику идет ток, внутри него электрическое поле есть (напомним, что, когда на проводнике заряды неподвижны, то поля внутри него нет). Линии вектора напряженности $\vec{E}$ этого поля параллельны оси проводника и направлены в сторону движения положительных зарядов, т. е. навстречу упорядоченно движущимся свободным электронам проводника (рис. 113-2).

Силы, приложенные к упорядоченно движущимся зарядам, совершают работу их перемещения A, которая равна произведению перемещаемого заряда q и разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ между начальной и конечной точками перемещения, $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Таким образом, чтобы по проводнику шел постоянный ток, нужно поддерживать на концах этого проводника постоянную разность потенциалов.

Условия возникновения постоянного тока в проводнике: *а) наличие разности потенциалов на концах проводника; б) поддержание разности потенциалов с течением времени неизменной.*

114. СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОВОДНИКА. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Электрическим сопротивлением проводника называют меру способности проводника препятствовать упорядоченному движению по нему электрических зарядов, т. е. прохождению тока.

Рассмотрим причины, по которым проводник оказывает сопротивление электрическому току. Как известно, все металлы – кристаллы. В узлах их кристаллических решеток колеблются с малой амплитудой положительные ионы, а между ними движутся хаотически свободные электроны. Согласно классической теории проводимости металлов эти электроны подобно частицам одноатомного газа участвуют в тепловом беспорядочном движении, не выходя за пределы кристаллической решетки (рис. 114-1). При этом они не взаимодействуют друг с другом, а взаимодействуют только с положительными ионами решетки.

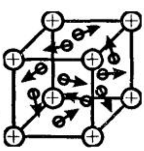


Рис. 114-1

Если на концах проводника создать разность потенциалов, то в нем возникнет электрическое поле, под действием которого свободные электроны начнут дрейфовать навстречу силовым линиям поля, т. е. по проводнику пойдет ток. Участвуя в упорядоченном движении, электроны на своем пути будут сталкиваться с положительными ионами решетки, которые их к себе притягивают, поэтому упорядоченное движение электронов будет нарушаться. Следовательно, положительные ионы кристаллических решеток металла являются преградой упорядоченному движению зарядов по проводнику, поэтому металлический проводник оказывает сопротивление электрическому току. Так в классической теории проводимости объясняется наличие у металлических проводников сопротивления.

Однако измерения, произведенные сравнительно недавно с помощью современных электронных приборов, показали, что положительные ионы в кристаллических решетках металла «упакованы» чрезвычайно плотно (рис. 114-2). Расстояние, которое может пробежать свободный электрон между двумя последовательными соударениями с положительными ионами решетки, чрезвычайно мало, порядка 10"10 м, поэтому он должен непрерывно сталкиваться с ионами. Расчеты показывают, что, если бы это было так, то сопротивление металлов было бы в тысячи раз больше, чем в действительности. Следовательно, представления классической теории проводимости металлов о причинах наличия у металлов сопротивления неверны.

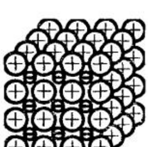


Рис. 114-2

Все дело в том, что электроны в кристаллах нельзя рассматривать как очень малые твердые частицы, подобные частицам одноатомного газа. Современная квантовая теория проводимости металлов объясняет сопротивление металлов току следующим образом. Электроны обладают одновременно и свойствами частиц, и *волновыми свойствами* (следует заметить, что и теми и другими свойствами обладают все тела, но у электронов волновые свойства заметнее из-за малости этих частиц). Находясь внутри кристаллической решетки между плотно «упакованными» положительными ионами, свободные электроны ведут себя подобно волнам, обтекая положительные ионы, как это делает жидкость. Это утверждение, многократно проверенное экспериментально, является одним из важнейших достижений физики XX столетия.

Как известно, волны способны просачиваться даже в самые узкие щели. Явление огибания волнами краев препятствий называется *дифракцией*. Из-за дифракции электронных волн положительные ионы решетки не могут служить жесткой преградой электронам. Если бы ионы в узлах не совершали тепловых колебаний, а были бы абсолютно неподвижны, и все решетки имели идеально правильную форму, то они вообще не мешали бы электронным волнам двигаться по проводнику и такой проводник совсем бы не оказывал сопротивления электрическому току. Но из-за наличия тепловых колебаний ионов решетки, а также из-за того, что кристаллические решетки любого проводника не идеальны (они содержат примеси, поломки (дислокации), микроскопические трещинки и т. д.) плавный ход электронных волн по проводнику нарушается. Физики говорят, что электронные волны рассеиваются на неоднородностях и тепловых колебаниях ионов решетки. Это рассеивание электронных волн на неоднородностях кристаллических решеток и является настоящей причиной сопротивления металлических проводников.

Сопротивление проводника R *равно отношению напряжения* U *на проводнике к силе тока* I *в нем*,

$$\boxed{R = \frac{U}{I}}$$

Сопротивление проводника – скалярная положительная величина.

Единица сопротивления в СИ – ом (Ом). Физический смысл одного ома: 1 Ом – *это сопротивление проводника, по которому течет ток силой* 1 А *при напряжении на нем* 1 В.

$$1\ \text{Ом} = 1\ \frac{\text{В}}{\text{А}}.$$

Другие единицы сопротивления: мегаом (МОм), килоом (кОм), 1 МОм $=1\cdot10^6$ Ом, 1 кОм $= 1\cdot10^3$ Ом.

Любой металлический проводник всегда обладает сопротивлением независимо от наличия или отсутствия тока в нем. Сопротивление проводника не зависит ни от напряжения на нем, ни от силы тока в нем. Оно зависит от вещества, из которого изготовлен проводник, его формы, размеров и температуры проводника.

Сопротивление однородного металлического проводника цилиндрической формы прямо пропорционально его длине l *и обратно пропорционально площади поперечного сечения проводника* S,

$$\boxed{R = \rho\frac{l}{S}} \qquad (114.1)$$

Здесь ρ – *удельное сопротивление вещества* проводника.

Чем длиннее проводник, тем больше искажений кристаллических решеток встретит на своем пути электронная волна и тем сильнее она рассеется. Поэтому, чем длиннее проводник, тем больше его сопротивление. С другой стороны, чем больше площадь поперечного сечения проводника, тем большее число промежутков между ионами решетки встретится электронной волне, тем легче ей будет просочиться между ними, т. е. тем меньше сопротивление проводника. Кроме того, у разных металлов разные кристаллические решетки, поэтому сопротивление зависит от вещества. Эта зависимость определяется удельным сопротивлением ρ.

Из формулы (114.1) следует, что $\rho = R\dfrac{S}{l}$.

Физический смысл удельного сопротивления: *удельное сопротивление численно равно сопротивлению цилиндрического проводника единичной длины с площадью поперечного сечения, равной единице площади*.

Удельное сопротивление – скалярная положительная величина. Оно зависит от вещества и температуры проводника.

Единица удельного сопротивления в СИ – ом на метр (Ом·м). Физический смысл этой единицы: 1 Ом·м – *это удельное сопротивление вещества такого проводника, каждый метр которого имеет сопротивление* 1 Ом *при площади поперечного сечения* 1 м^2.

На практике часто применяется другая единица измерения удельного сопротивления – Ом·мм^2/м,

$$1\,\frac{\text{Ом}\cdot\text{мм}^2}{\text{м}} = 1\cdot10^{-6}\ \text{Ом}\cdot\text{м}.$$

С повышением температуры проводника усиливаются тепловые колебания ионов решетки, поэтому сопротивление проводника прохождению тока возрастает. Зависимость удельного сопротивления металлов от температуры выражает формула (114.2):

$$\boxed{\rho = \rho_0\left(1+\alpha t^\circ\right)} \tag{114.2}$$

или $\rho = \rho_0\left(1+\alpha\left(t^\circ - t_0{}^\circ\right)\right)$, $\boxed{\rho = \rho_0\left(1+\alpha\Delta T\right)}$

ведь $\Delta T = \Delta t^\circ C$.

Здесь ρ_0 – удельное сопротивление при температуре $t_0{}^\circ$ = 0ºС, ρ – удельное сопротивление при t°С, α – *температурный (термический) коэффициент сопротивления,* $\Delta T = T - T_0$ – изменение температуры по шкале Кельвина.

Удельное сопротивление каждого металла при 0°С (или при 20°С) и его температурный коэффициент приводятся в специальных таблицах, которые имеются в справочниках и задачниках по физике.

Из формулы (114.2) следует: $\alpha = \dfrac{\rho - \rho_0}{\rho_0 t}$.

Физический смысл температурного коэффициента сопротивления: *температурный коэффициент сопротивления равен относительному изменению сопротивления металла при изменении его температуры на один Кельвин*.

Температурный коэффициент сопротивления зависит только от металла. Это скалярная положительная величина.

Единица температурного коэффициента сопротивления в СИ – К$^{-1}$.

С учетом формул (114.1) и (114.2) зависимость сопротивления металлов R от температуры t° можно записать так:

$$\boxed{R = R_0\left(1+\alpha t^\circ\right)} \tag{114.3}$$

или

$$\boxed{R = R_0\left(1+\alpha\Delta T\right)} \tag{114.4}$$

Здесь R_0 – сопротивление металлического проводника при температуре $t_0{}^\circ$ =0°С, $\Delta T = T - T_0$ или приближенно $\Delta T = T_2 - T_1$, где T_1 – начальная температура проводника, T_2 – его конечная температура.

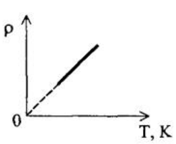


Рис. 114-3

При температурах, далеких от абсолютного нуля, соблюдается линейная зависимость удельного сопротивления ρ от температуры (рис. 114-3).

При понижении температуры тепловые колебания ионов в узлах кристаллических решеток металла ослабевают и электронные волны встречают меньше помех на своем пути, поэтому при охлаждении сопротивление металлов уменьшается. При температурах, близких к абсолютному нулю (порядка 3 К), электрическое сопротивление некоторых химически чистых металлов резко падает до нуля (рис. 114-4). Это явление называется *сверхпроводимостью*.

Теория сверхпроводимости была создана отечественным ученым Н. Н. Боголюбовым. Он высказал и математически обосновал идею о том, что при сверхнизких температурах, когда тепловые колебания ионов в узлах кристаллических решеток почти прекращаются, свободные электроны объединяются в своеобразный коллектив, в котором притяжение между отдельными электронами значительно превышает их электростатическое отталкивание. Такая коллективная волна уже не рассеивается на ионах решетки, т. е. проводник не оказывает сопротивления току. При прохождении по такому проводнику тока не выделяется джоулево тепло, поэтому энергия упорядоченного движения зарядов в нем сохраняется сколь угодно долго. Однако для поддержания сверхпроводящего состояния проводник необходимо непрерывно охлаждать, затрачивая энергию извне. Именно за счет этой энергии и совершается работа упорядоченного движения зарядов.

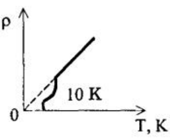


Рис. 114-4

Если в сверхпроводящем проводнике создать ток, то он будет идти по нему сколь угодно долго, поскольку электрическая энергия не будет теряться, превращаясь в иные виды энергии. Подобный опыт был произведен в 1959-1962 тг. В течение 2,5 лет ток шел по сверхпроводнику, концы которого были соединены друг с другом (т. е. источник тока был отключен) и никакого уменьшения силы тока в нем не было обнаружено.

Явление сверхпроводимости находит широкое применение в современной науке и технике. С его помощью можно создавать сверхсильные магнитные поля. На основе явления сверхпроводимости работают элементы памяти современных вычислительных машин. Совсем недавно ученые научились переводить в сверхпроводящее состояние неметаллические вещества, и в частности керамику. Из нее изготавливают сверхпроводящие провода, которые могут передавать огромную электроэнергию на любые расстояния совсем без потерь. Контур из сверхпроводника может служить своеобразным накопителем энергии, потому что, один раз создав в нем ток, мы сможем потом использовать его энергию в нужный момент. Такой генератор электроэнергии может быть небольшим, компактным и накапливать любой запас электроэнергии.

115. РЕОСТАТЫ И ПОТЕНЦИОМЕТРЫ

Реостаты и *потенциометры* относятся к приборам управления током в электрической цепи.

Реостат – это прибор управления, позволяющий изменить силу тока в цепи за счет изменения сопротивления ее участка. Поскольку при последовательном соединении проводников сила тока в них одинакова, реостаты включают в цепь последовательно тому участку, в котором изменяют силу тока.

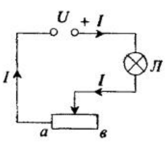


Рис. 115-1

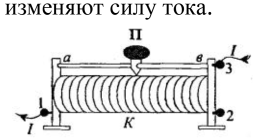


Рис. 115-2

На рис. 115-1 реостат включен последовагельно в цепь, содержащую источник напряжения *U* и лампочку Л.

На рис. 115-2 изображен ползунковый реостат. Рассмотрим принцип его действия. На цилиндр из изолятора (обычно керамики) намотана проводящая катушка К, имеющая определенное сопротивление, концы которой подсоединены к клеммам 1 и 2. Над катушкой параллельно ей располагается проводник ав с большой площадью поперечного сечения и поэтому очень малым сопротивлением. Конец *а* этого проводника изолирован, а конец *в* подключен к клемме 3. На проводник *ав* насажен ползунок П, способный скользить вдоль катушки, прижимаясь своей нижней частью к ее виткам.

Передвинем ползунок П к изолированному концу *а* проводника *ав,* подключив клеммы реостата 1 и 3 к электрической цепи. При этом ток пойдет по толстому проводнику (отметим, что клеммы 2 и 3 изолированы друг от друга) от его конца *в* к концу *а,* затем спустится по ползунку к клемме 1 и пойдет далее в цепь, минуя катушку К. Сопротивление реостата при таком положении ползунка будет минимальным, а сила тока в цепи, соответственно, максимальной, т. е. реостат будет полностью выведен из цепи.

Теперь передвинем ползунок П к концу *в* проводника *ав*. При этом ток сразу через клемму 3 и ползунок спустится к правому концу катушки К и пойдет по всем ее виткам, а затем через клемму 1 далее в цепь. Сопротивление реостата при таком положении ползунка П будет наибольшим, а сила тока, соответственно, наименьшей, т. е. реостат будет полностью введен в цепь.

Таким образом, сопротивление реостата электрическому току зависит от положение ползунка П. Передвигая ползунок от изолированного конца *а* проводника *ав* к его концу *в,* мы плавно увеличиваем сопротивление реостата и вместе с ним уменьшаем силу тока в цепи.

С помощью этого же прибора управления можно *изменять напряжение* на участке цепи. Для этого его нужно подключить параллельно этому участку, потому что при параллельном соединении проводников напряжение на них одинаково. В этом случае тот же прибор называется уже не реостатом, а *потенциометром* или *делителем напряжения*.

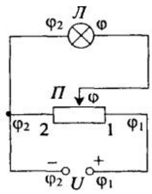


Рис. 115-3

На рис. 115-3 изображена электрическая цепь, содержащая источник напряжения U, лампочку Л и потенциометр, подключенный параллельно к лампочке, напряжение на которой требуется изменить. Теперь концы катушки 1 и 2 подключены к полюсам источника тока, и кроме того, конец 2 подключен к лампочке Л слева, а справа к ней подключен ползунка П.

Пусть потенциал положительного полюса источника тока равен φ_1, а потенциал отрицательного – φ_2. Тогда потенциал конца катушки 1 тоже будет равен φ_1 ведь этот конец соединен с положительным полюсом источника напряжения, а потенциал конца катушки 2 будет равен φ_2, так как конец 2 соединен с отрицательным полюсом. Значит, между концами 1 и 2 катушки будет поддерживаться постоянная разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, равная разности потенциалов (или напряжению) на полюсах источника.

Передвинем ползунок потенциометра к концу катушки 1. При этом ползунок тоже приобретет потенциал фх, равный потенциалу положительного полюса источника, и такой же потенциал приобретет конец соединительного проводника, подключенный к лампе Л справа. А конец проводника, подключенного к лампе Л слева, будет постоянно иметь потенциал φ_2. Следовательно, напряжение на лампе, равное разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, будет максимальным и равным напряжению на полюсах источника напряжения U .

Теперь передвинем ползунок к концу 2 катушки, потенциал которого φ_2. При этом потенциал ползунка тоже станет равен φ_2. Но ползунок подключен к лампе Л справа, следовательно, на левом и правом конах проводника лампы будет одинаковый потенциал. Значит, разность потенциалов или напряжение на лампе Л при этом будет равно нулю ($\varphi_1 - \varphi_2 = 0$).

Таким образом, напряжение на лампе будет зависеть от положения ползунка потенциометра относительно концов катушки 1 и 2. Передвигая ползунок от конца 2 к концу 1, мы будем увеличивать напряжение на лампе, а передвигая его от конца 1 к концу 2, соответственно уменьшать его.

Потенциометр применяют в магнитофонах и радиоприемниках для изменения громкости звука, в телевизорах для изменения яркости экрана и в других радиоэлектронных устройствах.

116. ЗАКОН ОМА ДЛЯ УЧАСТКА ЦЕПИ

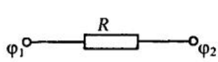


Рис. 116-1

Участок цепи, не содержащий источника тока (рис. 116-1), называется *однородным*. Напряжение U на таком участке равно разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ на его концах:

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

В 1826 г. немецкий ученый Г. Ом открыл закон, определяющий соотношение между силой тока в однородном участке цепи (проводнике) и напряжением на нем: сила тока в проводнике I прямо пропорциональна напряжению U на нем,

$$I = GU .$$

Коэффициент пропорциональности G в этой формуле назвали *электропроводностью* или *проводимостью проводника*. Но на практике вместо G стали чаще использовать величину, обратную G, которую назвали сопротивлением проводника R,

$$R = \frac{1}{G} \quad \text{и} \quad \boxed{G = \frac{1}{R}}$$

Электропроводность проводника это величина, обратная его сопротивлению.

Как и сопротивление, электропроводность – скалярная положительная величина. Ее единица измерения в СИ – *сименс* (См). Физический смысл сименса: 1 См – *это электропроводность (проводимость) проводника сопротивлением* 1 Ом,

$$1 \text{ См} = 1 \text{ Ом}^{-1}.$$

Подставив в формулу, приведенную выше, вместо электропроводности G сопротивление R, получим закон Ома для участка цепи:

$$I = \frac{U}{R} \tag{116.1}$$

Закон Ома для участка цепи: *сила тока в участке цепи прямо пропорциональна напряжению на нем и обратно пропорциональна сопротивлению участка*.

Закон Ома выполняется применительно к металлам, их сплавам и электролитам. Для остальных проводящих веществ (газов, полупроводников) закон Ома выполняется лишь на отдельных участках их характеристик.

Формулу (116.1) называют *законом Ома в интегральном виде*, поскольку сила тока – интегральная величина. Закон, выражающий связь плотности тока j с напряженностью электрического поля E в проводнике, называется законом Ома в дифференциальном виде, поскольку плотность тока – величина дифференциальная. Установим эту связь.

Электрическое поле внутри прямого линейного участка проводника является однородным, поэтому к нему можно применить формулу,

$$E = \frac{U}{l}, \quad \text{откуда} \quad U = El.$$

Здесь l – длина участка.

Поскольку $I = jS$ и $R = \rho\frac{l}{S}$, то, подставив эти выражения в формулу (116.1), получим:

$$jS = \frac{El}{\rho\frac{l}{S}} = \frac{ESl}{\rho l}, \quad \boxed{j = \frac{1}{\rho}E} \tag{116.2}$$

Здесь j – плотность тока, ρ – удельное сопротивление проводника, E – напряженность электрического поля в проводнике.

Формулу (116.2) называют *законом Ома в дифференциальном виде: плотность тока в участке цепи прямо пропорциональна напряженности электрического поля внутри этого участка*.

Величину, обратную удельному сопротивлению р, называют удельной электропроводностью (или удельной проводимостью) σ:

$$\boxed{\sigma = \frac{1}{\rho}}$$

Удельная электропроводность, как и удельное сопротивление, – скалярная положительная величина. Единица измерения удельной электропроводности в СИ – 1/(Ом·м).

В отличие от удельного сопротивления, характеризующего способность вещества препятствовать прохождению по нему электрического тока, удельная электропроводность вещества характеризует способность вещества проводить электрический ток.

Введя в формулу (116.1) вместо удельного сопротивления ρ удельную электропроводность σ, получим следующую форму записи закона Ома в дифференциальной форме:

$$\boxed{j = \sigma E}$$

Закон Ома является одним из важнейших законов электродинамики. На нем основана вся электротехника постоянных токов.

117. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ И ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СОЕДИНЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ

Для получения нужного сопротивления проводники можно соединять последовательно и параллельно.

Последовательное соединение проводников.

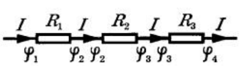


Рис. 117-1

Последовательным называют такое соединение проводников, при котором конец каждого предыдущего проводника соединяют с началом только одного последующего проводника (рис. 117-1). При таком соединении через поперечное сечение каждого проводника за единицу времени проходит одинаковый заряд, поэтому сила тока в них одинакова.

П р а в и л о 1: *сила тока во всех последовательно соединенных проводниках одинакова*:

$$\boxed{I_1 = I_2 = I_3 = ... = I_N = I}$$

Здесь N – число последовательно соединенных проводников.

Пусть разность потенциалов на концах проводника R_1 равна $\varphi_1 - \varphi_2$, на концах проводника R_2 она равна $\varphi_2 - \varphi_3$ и на концах проводника R_3 она равна $\varphi_3 - \varphi_4$. Тогда разность потенциалов на всем участке будет равна:

$$\varphi_1 - \varphi_4 = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_3 - \varphi_4 .$$

Здесь $\varphi_1 - \varphi_4 = U_{\text{общ}}$, $\varphi_1 - \varphi_2 = U_1$, $\varphi_2 - \varphi_3 = U_2$, $\varphi_3 - \varphi_4 = U_3$, поэтому $U_{\text{общ}} = U_1 + U_2 + U_3$.

В общем случае для N проводников

$$\boxed{U_{\text{общ}} = U_1 + U_2 + U_3 + ... + U_N = \sum_{i=1}^{N} U_i} \qquad (117.1)$$

П р а в и л о 2: *общее напряжение на последовательно соединенных проводниках равно сумме напряжений на отдельных проводниках*.

Из закона Ома для участка цепи

$$U_{\text{общ}} = IR_{\text{общ}},\ U_1 = IR_1,\ U_2 = IR_2,\ U_3 = IR_3,\ \ldots,\ U_N = IR_N .$$

Тогда согласно правилу 2

$$IR_{\text{общ}} = IR_1 + IR_2 + IR_3 + ... + IR_N .$$

Сократив I, получим:

$$\boxed{R_{\text{общ}} = R_1 + R_2 + R_3 + ... + R_N = \sum_{i=1}^{N} R_i} \qquad (117.2)$$

П р а в и л о 3: *общее сопротивление последовательно соединенных проводников равно сумме сопротивлений отдельных проводников*.

Если все N проводников имеют одинаковое сопротивление R, то

$$\boxed{U_{\text{общ}} = NU} \quad \text{и} \quad \boxed{R_{\text{общ}} = RN} \qquad (117.3)$$

Общее сопротивление N последовательно соединенных одинаковых проводников в N раз больше сопротивления каждого из них. Следовательно, чтобы увеличить сопротивление цепи, проводники надо соединять последовательно.

Согласно закону Ома для участка цепи сила тока в проводниках R_1 и R_2 равна:

$$I = \frac{U_1}{R_1}, \quad I = \frac{U_2}{R_2} .$$

Приравняв правые части этих равенств, получим:

$$\frac{U_1}{R_1} = \frac{U_2}{R_2} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}} \qquad (117.4)$$

Напряжения на двух последовательно соединенных проводниках прямо пропорциональны сопротивлениям этих проводников.

Вы обратили внимание, что по подобным законам рассчитывают соединение конденсаторов, но только параллельное?

Параллельное соединение проводников

Параллельным называют такое соединение проводников, при котором начала всех проводников соединяются в один узел, а концы – в другой.

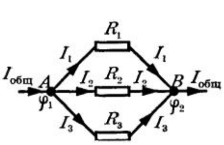


Рис. 117-2

На рис. 117-2 начала трех проводников с сопротивлениями R_1, R_2 и R_3 соединены в узел A, а их концы – в узел B.

Согласно закону сохранения зарядов общий заряд $q_{общ}$ в узле A разделяется на заряды q_1, q_2 и q_3, но сумма их при этом не меняется, т. е. для N проводников

$$q_{общ} = q_1 + q_2 + q_3 + \ldots + q_N .$$

Разделив левую и правую части этого равенства на время перейдем к силе тока:

$$\frac{q_{общ}}{t} = \frac{q_1}{t} + \frac{q_2}{t} + \frac{q_3}{t} + \ldots + \frac{q_N}{t}$$

или согласно формуле силы тока (113.1)

$$\boxed{I_{общ} = I_1 + I_2 + I_3 + \ldots + I_N = \sum_{i=1}^{N} I_i} \tag{117.5}$$

П р а в и л о 1: *при параллельном соединении проводников сила тока в неразветвленной части цепи равна сумме сил токов в отдельных проводниках*.

Поскольку все начала проводников соединены в узел А, вследствие чего они имеют одинаковый потенциал φ_1 а все концы проводников соединены в узел В и имеют одинаковый потенциал φ_2, то разность потенциалов между началом и концом всех проводников одинакова, а так как этот участок цепи однородный, значит, и напряжения на них тоже одинаковы,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U_1 = U_2 = U_3 = \ldots = U_N \tag{117.6}$$

П р а в и л о 2: *напряжения на параллельно соединенных проводниках одинаковы*.

Выразим силу тока $I_{общ}$ в неразветвленной части цепи и силы токов I_1, I_2, I_3 и т. д. в отдельных проводниках через соответствующие напряжения и сопротивления, воспользовавшись законом Ома для участка цепи:

$$I_{общ} = \frac{U}{R_{общ}},\ I_1 = \frac{U}{R_1},\ I_2 = \frac{U}{R_2},\ I_3 = \frac{U}{R_3},\ \ldots,\ I_N = \frac{U}{R_N},$$

$$\boxed{\frac{1}{R_{общ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \ldots + \frac{1}{R_N} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{R_i}} \tag{117.7}$$

П р а в и л о 3: *величина, обратная общему сопротивлению параллельно соединенных проводников, равна сумме величин, обратных сопротивлениям отдельных проводников*.

А у конденсаторов так рассчитывают последовательное соединение.

Если все N параллельно соединенных проводников имеют одинаковое сопротивление R, то

$$I_{общ} = NI \quad \text{и} \quad \frac{1}{R_{общ}} = N\frac{1}{R},$$

откуда

$$R_{общ} = \frac{R}{N} \tag{117.8}$$

Общее сопротивление N параллельно соединенных одинаковых проводников в N раз меньше сопротивления каждого из них.

При параллельном соединении любого количества проводников их общее сопротивление всегда будет меньше меньшего сопротивления этих проводников. Поэтому для уменьшения сопротивления цепи проводники надо соединять параллельно.

Из закона Ома для участка цепи следует, что напряжение U на каждом из двух параллельно соединенных проводников равны:

$$U = I_1R_1 \quad U = I_2R_2,$$

тогда $I_1R_1 = I_2R_2$ или

$$\boxed{\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}} \tag{117.9}$$

Силы токов в двух параллельно соединенных проводниках обратно пропорциональны сопротивлениям этих проводников.

Поскольку согласно определению проводимости

$$G_{общ} = \frac{1}{R_{общ}},\ G_1 = \frac{1}{R_1},\ G_2 = \frac{1}{R_2},\ G_3 = \frac{1}{R_3} \text{ и т. д.,}$$

то, заменив в формуле (117.7) величины, обратные сопротивлениям проводников, на их проводимости, получим:

$$G_{общ} = G_1 + G_2 + G_3 + \ldots + G_N = \sum_{i=1}^{N} G_i\ .$$

Правило 4: *общая проводимость параллельно соединенных проводников равна сумме проводимостей каждого проводника*.

На законах последовательного и параллельного соединения проводников основана вся технология осветительных сетей и другие разделы электротехники.

118. АМПЕРМЕТР. ШУНТИРОВАНИЕ

Амперметр – прибор для измерения силы тока. Поскольку сила тока одинакова при последовательном соединении проводников, амперметр включают последовательно тому участку цепи, в котором измеряют силу тока.

Каждый амперметр рассчитан на некоторую максимальную силу тока, которую нельзя превысить, иначе прибор «сгорит», испортится. Подробнее о причине этого и об устройстве и принципе действия амперметра мы поговорим позже, когда рассмотрим тему «Магнетизм». Максимально возможную для данного амперметра силу тока обычно указывают на корпусе прибора и в его паспорте. Но иногда необходимо измерить большую силу тока, чем та, на которую данный амперметр рассчитан, а другого прибора под рукой нет. Оказывается, есть возможность расширить предел измерения силы тока данным амперметром. Для этого достаточно подключить к нему параллельно определенное сопротивление, которое называют шунтом, а саму эту операцию – шунтированием прибора.

Пусть амперметр имеет сопротивление R_A и рассчитан на измерение токов не более I_A, а требуется измерить ток силой I_0, который в N раз больше тока I_A,

$$N = \frac{I_0}{I_A}.$$

Если ток I_0 пустить непосредственно в амперметр, то он «сгорит». Чтобы этого не случилось, часть тока I_0 отводят в *шунт* Ш, сопротивление которого $R_Ш$ подбирают таким, чтобы амперметр мог измерять токи до I_0.

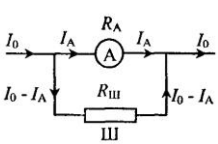


Рис. 118-1

Определим, каким должно быть сопротивление шунта $R_Ш$, чтобы амперметр мог измерять ток I_0, в N раз превышающий ток I_A, если его сопротивление R_A известно. Для этого обратимся к схеме, изображенной на рис. 118-1.

Из п. 117 известно, что при параллельном соединении двух проводников силы токов в них обратно пропорциональны их сопротивлениям. Если через амперметр должен течь ток I_A, а в неразветвленной цепи – ток I_0, то после разветвления в узле 1 через шунт пойдет ток $I_0 - I_A$. Тогда

$$\frac{I_0 - I_A}{I_A} = \frac{R_A}{R_Ш} \quad \text{или} \quad \frac{I_0}{I_A} - 1 = \frac{R_A}{R_Ш},$$

где $N = \dfrac{I_0}{I_A}$, поэтому $N - 1 = \dfrac{R_A}{R_Ш}$, откуда

$$\boxed{R_Ш = \frac{R_A}{N-1}} \qquad (118.1)$$

Следовательно, сопротивление шунта должно быть в $N-1$ *раз меньше сопротивления амперметра*. При этом общее сопротивление $R_{общ}$ амперметра и шунта, соединенных параллельно, будет равно:

$$R_{общ}=\frac{R_A R_Ш}{R_A+R_Ш}=\frac{R_A\dfrac{R_A}{N-1}}{R_A+\dfrac{R_A}{N-1}}=\frac{R_A}{N}.$$

Таким образом, общее сопротивление амперметра и шунта будет в N раз меньше сопротивления самого амперметра.

В итоге мы получим новый прибор, цена деления которого увеличится в N раз. Правда, и погрешность измерения таким прибором увеличится тоже.

119. ВОЛЬТМЕТР. ДОБАВОЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ К ВОЛЬТМЕТРУ

Вольтметр – это прибор, предназначенный для измерения напряжения в цепи. Поскольку напряжение одинаково при параллельном соединении проводников, вольтметр подключается параллельно тому участку, на котором напряжение измеряется.

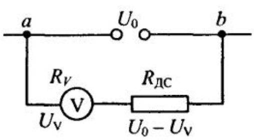


Рис. 119-1

Максимальное напряжение, на которое рассчитан данный вольтметр, указывается в его паспорте и на корпусе прибора. Но иногда нужно измерить напряжение, большее, чем то максимальное напряжение, на которое рассчитан данный вольтметр. Чтобы при этом прибор не «сгорел», к нему подключают последовательно сопротивление (резистор), которое так и называют *«добавочное сопротивление»*. При этом, общее сопротивление вольтметра вместе с добавочным сопротивлением становится больше сопротивления самого вольтметра и через них пойдет ток, значительно меньший по сравнению с током, текущим в участке цепи, на котором измеряется напряжение. Поэтому этим малым током можно будет пренебречь и считать, что ни ток, ни напряжение на этом участке практически не изменяется при подключении к нему вольтметра.

Пусть максимально допустимое напряжение на вольтметре U_V, а нам надо измерить напряжение U_0 на участке цепи ab, к которому вольтметр подключен и которое в N раз больше U_V:

$$N=\frac{U_0}{U_V},$$

т. е. мы хотим в N раз увеличить цену деления шкалы прибора. Определим величину добавочного сопротивления $R_{ДС}$, необходимого для этого.

Пусть сопротивление вольтметра равно R_V. Поскольку вольтметр рассчитан на напряжение не более U_V, то на последовательно соединенном с ним добавочном сопротивлении $R_{ДС}$ напряжение должно быть равным U_0-U_V. При последовательном соединении двух проводников напряжения на них прямо пропорциональны их сопротивлениям:

$$\frac{U_0-U_V}{U_V}=\frac{R_{ДС}}{R_V} \quad \text{или} \quad \frac{U_0}{U_V}-1=\frac{R_{ДС}}{R_V},$$

где $\dfrac{U_0}{U_V}=N$.

Тогда $N-1=\dfrac{R_{ДС}}{R_V}$, откуда $\boxed{R_{ДС}=R_V\left(N-1\right)}$

Следовательно, для того, чтобы вольтметр мог измерить напряжение, в N раз большее напряжения, на которое он рассчитан, *добавочное сопротивление, подключенное к нему последовательно, должно быть в* $N-1$ *раз больше сопротивления самого вольтметра*. При этом их общее сопротивление будет равно:

$$R_{общ} = R_V + R_{ДС} = R_V + R_V\left(N-1\right) = NR_V\ ,$$
т. е. будет в N раз больше сопротивления самого вольтметра.

120. СТОРОННИЕ СИЛЫ. ЭДС ИСТОЧНИКА ТОКА. НАПРЯЖЕНИЕ НА НЕОДНОРОДНОМ УЧАСТКЕ ЦЕПИ

В любом проводнике на заряды всегда действуют силы Кулона со стороны других зарядов независимо от наличия или отсутствия тока в нем. Эти силы ориентированы беспорядочно, поэтому создать ток они не могут. Силы Кулона, т. е. силы электростатического происхождения, не могут создать и поддерживать на концах проводника постоянную разность потенциалов.

Для создания и поддержания на концах проводника постоянной разности потенциалов необходимо наличие в цепи источника тока, энергия которогб шла бы на разделение зарядов на его полюсах, т. е. постоянно накапливала отрицательные заряды на одном полюсе источника, а положительные — на другом. В источнике тока на свободные заряды помимо сил Кулона действуют также и силы неэлектростатического происхождения (химического в гальванических элементах и аккумуляторах, механического и магнитного в генераторах тока и т. д.). Эти силы получили название сторонних сил.

Сторонние силы – это силы неэлектростатического происхождения, способные поддерживать разность потенциалов на концах проводника.

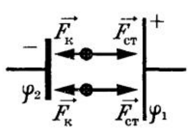


Рис. 120-1

В источнике тока сторонние силы F_{CT} совершают работу разделения зарядов на полюсах источника. Именно эти силы понуждают положительные заряды двигаться к положительному полюсу источника, отталкивающему их (рис. 120-1). Для характеристики способности сторонних сил создавать большую или меньшую разность потенциалов на полюсах источника тока введено понятие электродвижущей силы (ЭДС).

Электродвижущая сила $\mathcal{E}$ *равна отношению работы сторонних сил* A_{CT} *к величине перемещаемого ими заряда* q ,

$$\boxed{\mathcal{E} = \frac{A_{CT}}{q}} \qquad (120.1)$$

Физический смысл ЭДС: *электродвижущая сила равна работе сторонних сил по перемещению единичного заряда*.

ЭДС – скалярная алгебраическая величина, т. е. она может быть положительной или отрицательной. ЭДС источника считается положительной, если обходя контур, содержащий несколько источников тока, в произвольно выбранном направлении, мы переходим внутри источника (в узком промежутке между толстой и короткой черточкой, обозначающей отрицательный полюс источника, и длинной тонкой, обозначающей его положительный полюс) в сторону повышения потенциала, т. е. от толстой короткой (минуса) к длинной тонкой (плюсу).

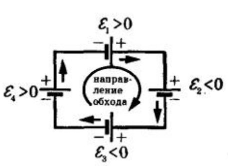


Рис. 120-2

На рис. 120-2 изображен контур, в который включено четыре источника тока с ЭДС $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ и $\mathcal{E}_4$. Стрелкой внутри контура показано направление произвольного обхода контура, т. е. мы обходим контур по часовой стрелке. При этом в источнике тока с ЭДС $\mathcal{E}_1$ мы переходим в сторону повышения потенциале, т. е. от минуса к плюсу, поэтому ЭДС $\mathcal{E}_1$ положительна. В источнике тока с ЭДС $\mathcal{E}_2$ мы, наоборот, двигаемся в сторону понижения потенциала, переходя от плюса к минусу, поэтому ЭДС этого источника отрицательна. По тем же причинам ЭДС $\mathcal{E}_3$ тоже отрицательна, а ЭДС $\mathcal{E}_4$ положительна.

ЭДС контура равна алгебраической сумме ЭДС каждого источника. Поэтому ЭДС контура, изображенного на рис. 120-2, равна: $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_4$.

Единица ЭДС в СИ та же, что и единица потенциала и напряжения, т. е. *вольт* (В).

ЭДС источника тока является его важнейшей энергетической характеристикой и записывается в его паспортных данных. Она равна той энергии, которую источник тока передает единичному заряду для его направленного движения по цепи.

ЭДС источника равна разности потенциалов на его полюсах при разомкнутой внешней цепи. Поэтому для измерения ЭДС источника надо разомкнуть цепь, в которую он включен, и подключить вольтметр к его полюсам. Вольтметр измерит ЭДС источника тока тем точнее, чем больше его сопротивление по сравнению с сопротивлением источника тока. При этом сопротивлением r источника можно пренебречь и тогда U $=_B \varepsilon\, IR_B$. Для получения очень точного значения ЭДС используют электрометр (или вольтметр) при разомкнутой внешней цепи.

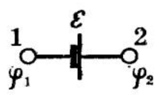


Рис. 120-3

Участок цепи, содержащий источник тока, называют неоднородным (рис. 120-3). При прохождении тока в нем одновременно действуют и силы Кулона, и сторонние силы. В этом случае полная работа A перемещения зарядов по такому участку равна сумме работ, совершаемых силами Кулона A_K и сторонними силами A_{CT}

$$A = A_K + A_{CT}\,.$$

Разделим левую и правую части этого равенства на заряд проходящий при этом по участку. Получим:

$$\frac{A}{q} = \frac{A_K}{q} + \frac{A_{CT}}{q} \qquad (120.2)$$

Согласно определению разности потенциалов отношение $\frac{A_K}{q}$ равно разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ на концах участка, а отношение $\frac{A_{CT}}{q}$ равно ЭДС источника тока ε,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_K}{q} \qquad (120.3)$$

и

$$\varepsilon = \frac{A_{CT}}{q} \qquad (120.4)$$

Отношение $\frac{A}{q}$ равно напряжению U на этом участке.

$$\boxed{U = \frac{A}{q}}$$

Напряжение на участке цепи, содержащем источник тока (неоднородном участке цепи), равно отношению работы перемещения заряда, совершаемой как силами Кулона, так и сторонними силами, к величине перемещенного заряда.

Физический смысл напряжения: *напряжение на участке цепи, содержащем источник тока, численно равно работе перемещения единичного заряда, совершаемой силами Кулона и сторонними силами.*

Тогда, заменив в формуле (120.2) сумму отношений их значениями (120.3) и (120.4), получим:

$$\boxed{U = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon} \qquad (120.5)$$

Напряжение на данном участке цепи равно сумме разности потенциалов и ЭДС, действующей на этом участке.

Если на данном участке цепи не действует ЭДС, т. е. если там нет источника тока, то

$$U = \varphi_1 - \varphi_2\,,$$

Напряжение на участке цепи, не содержащем ЭДС, равно разности потенциалов на концах этого участка.

Если концы участка, содержащего источник тока, соединить, то их потенциал станет одинаков, а разность потенциалов между ними будет равна нулю. При этом согласно формуле (120.5)

$$U = \varepsilon\,.$$

В замкнутой цепи напряжение на внешнем $U_{внешн}$ и внутреннем $U_{внутр}$ ее участках равно ЭДС источника тока.

Поскольку $U = U_{внешн} + U_{внутр}$, то

$$\mathcal{E} = U_{внешн} + U_{внутр} \tag{120.6}$$

ЭДС источника тока равно сумме напряжений на всех участках замкнутой цепи.

121. ХИМИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Источники тока – это устройства, в которых различные виды энергии превращаются в энергию электрического тока. Если в энергию тока превращается химическая энергия, то соответствующие источники тока называются *химическими*. К ним относятся разнообразные *гальванические элементы, батареи элементов и аккумуляторы*.

Рассмотрим устройство и принцип действия простейшего химического источника тока – *гальванического элемента Вольта* (рис. 121-1). Опустим в водный раствор серной кислоты H_2SO_4 цинковый электрод Zn. Цинк начнет растворяться, отдавая электролиту свои положительные ионы, в результате чего электрод приобретет отрицательный относительно раствора потенциал.

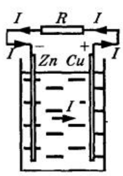


Рис. 121-1

Если теперь опустить в этот же раствор другой, но тоже цинковый, электрод, то он тоже приобретет относительно раствора отрицательный потенциал, такой же, как и потенциал первого электрода. Поэтому разность потенциалов между этими электродами будет равна нулю, и если их соединить проводником, то ток по нему течь не будет.

Если же вместо второго цинкового в этот раствор опустить медный электрод, то он тоже приобретет относительно раствора отрицательный потенциал, поскольку медь тоже отдаст электролиту часть своих положительных ионов. Но число положительных ионов, уходящих с единицы площади поверхности электрода за единицу времени, у меди значительно меньше, чем у цинка, поэтому потенциал медного электрода окажется выше потенциала цинкового, т. е. потенциал медного электрода относительно цинкового будет положительным, а цинкового – отрицательным. Между этими электродами возникнет разность потенциалов, и если их соединить проводником, то по нему потечет ток. Такой источник тока называется *гальваническим элементом Вольта*.

ЭДС элемента Вольта равна 1 В.

На практике широко используется другой гальванический элемент – *нормальный элемент Вестона*, в котором отрицательным электродом служит амальгама кадмия, а положительным – ртуть. Электролитом в нем является пастообразный раствор солей кадмия и ртути. Такие элементы применяют в качестве эталона для определения ЭДС источников тока. ЭДС элемента Вестона равна 1,02 В.

При длительной эксплуатации химических источников ухудшается состав электролита, портятся электроды, и в итоге элемент оказывается негодным к употреблению. Восстановить его практически невозможно. Значительно дольше действуют *аккумуляторы* – химические источники тока, позволяющие накапливать электрическую энергию.

Рассмотрим принцип действия кислотного аккумулятора. Как было сказано ранее, если в водный раствор серной кислоты опустить два одинаковых электрода, например, свинцовых, то разность потенциалов между ними будет равна нулю. Но если при этом через электролит пропустить ток зарядки от какого-либо постороннего источника, то начнется электролиз серной кислоты, в результате которого на одном электроде будет выделяться кислород, а на другом – водород. Кислород окислит свинец, вследствие чего его потенциал изменится. Между окислившимся и неокислившимся электродами возникнет разность потенциалов, т. е. аккумулятор зарядится.

Если теперь электроды соединить проводником, то по нему пойдет ток. При этом химические реакции потекут в обратном направлении, т. е. окислившийся электрод начнет восстанавливаться. Доводить его до первоначального состояния не следует. Как только ЭДС аккумулятора упадет до некоторой минимально допустимой величины, аккумулятор надо вновь подзарядить.

Аккумуляторы характеризуют их емкостью. Емкостью аккумулятора называют заряд, который можно получить от данного аккумулятора за определенный промежуток времени. Измеряется емкость аккумулятора в ампер-часах (А-ч). Например, емкость батареи аккумуляторов, устанавливаемых на автомобиле ЗИЛ-130, равна 78 А-ч. Это значит, что в течение 100 часов от этой батареи аккумуляторов можно получать ток силой 0,78 А. 1 А-ч = 3600 Кл.

Для увеличения ЭДС аккумуляторы соединяют последовательно в батареи аккумуляторов. Так, маркировка аккумуляторной батареи 6СТ-78 означает, что эта батарея содержит 6 последовательно соединенных аккумуляторов, батарея эта стартерная и ее емкость 78 А-ч.

122. ЗАКОН ОМА ДЛЯ НЕОДНОРОДНОГО УЧАСТКА ЦЕПИ. ЗАКОН ОМА ДЛЯ ВСЕЙ ЦЕПИ. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ И ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СОЕДИНЕНИЕ ОДИНАКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ТОКА. КОРОТКОЕ ЗАМЫКАНИЕ

Разделим левую и правую части равенства (120.5) на общее сопротивление неоднородного участка цепи $R_{общ}$. Получим:

$$\frac{U}{R_{общ}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}}{R_{общ}}.$$

Здесь $\frac{U}{R} = I$ – сила тока в неоднородном участке цепи. С учетом этого запишем:

$$\boxed{I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}}{R_{общ}}}$$

С учетом внутреннего сопротивления r источника тока эта формула примет вид:

$$\boxed{I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}}{R + r}} \qquad (122.1)$$

Выражение (122.1) называют *законом Ома для неоднородного участка цепи.*

Закон Ома для неоднородного участка цепи: *сила тока в неоднородном участке цепи прямо пропорциональна сумме разности потенциалов на его концах и действующей в нем ЭДС и обратно пропорциональна сопротивлению участка*.

Если цепь замкнута и содержит источник тока с ЭДС $\mathcal{E}$ ж внутренним сопротивлением r, то напряжение на всей этой цепи равно ЭДС источника, поскольку разность потенциалов на замкнутых концах равна нулю, а полное сопротивление цепи равно сумме сопротивлений внешнего R и внутреннего r участков цепи. Тогда формула (122.1) примет вид:

$$\boxed{I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}} \qquad (122.2)$$

Закон Ома для полной (или замкнутой) цепи: сила тока в цепи прямо пропорциональна ЭДС источника тока и обратно пропорциональна сумме сопротивлений внешнего и внутреннего участков цепи.

Рис. 122-1

Если цепь содержит *N* одинаковых источников тока, соединенных последовательно, т. е. разно-пшенными полюсами (рис. 122-1), то и ЭДС, а внутреннее сопротивление такой батареи увеличиваются в *N* раз по сравнению с ЭДС и внутренним сопротивлением одного источника тока.

Тогда формула закона Ома для замкнутой цепи с N последовательно соединенными одинаковыми источниками примет вид:

$$\boxed{I = \frac{N\mathcal{E}}{R + Nr}} \qquad (122.3)$$

Одинаковыми считаются источники тока с одинаковыми ЭДС и внутренними сопротивлениями.

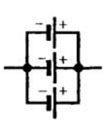


Рис. 122-2

Если цепь содержит *N* одинаковых источников тока, соединенных параллельно, т. е. одноименными полюсами (рис. 122-2), то ЭДС такой батареи равна ЭДС одного элемента, а внутреннее сопротивление уменьшается в *N* раз по сравнению с внутренним сопротивлением одного элемента. Тогда закон Ома для цепи, содержащей *N* одинаковых источников тока, соединенных параллельно, примет вид:

Если полюса источника тока замкнуты проводником с пренебрежимо малым сопротивлением, т. е. если цепь не содержит внешнего сопротивления (нагрузки) Я, то такое соединение концов цепи называется коротким замыканием. При коротком замыкании закон Ома для полной цепи примет вид:

$$\boxed{I = \frac{\varepsilon}{R + \frac{r}{N}}} \qquad (122.4)$$

Если полюса источника тока замкнуты проводником с пренебрежимо малым сопротивлением, т. е. *если цепь не содержит внешнего сопротивления (нагрузки)* R, *то такое соединение концов цепи называется коротким замыканием*. При коротком замыкании закон Ома для полной цепи примет вид:

$$I_{к.з.} = \frac{\varepsilon}{r}, \quad \text{так как } R = 0 .$$

Здесь $I_{к.з.}$ – сила тока короткого замыкания.

Поскольку внутреннее сопротивление источника тока r обычно очень мало, то ток короткого замыкания может достигать очень большой силы, что может привести к пробою изоляции в цепи, пожару и другим печальным последствиям. Об этом необходимо помнить при работе с электрическими цепями. Чтобы избежать короткого замыкания, используют плавкие предохранители. В них тонкий проводник плавится, когда сила тока превысит допустимую.

123. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЦЕПЬ. ПРАВИЛА КИРХГОФА. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

Электрической цепью называют систему соединения потребителей электрической энергии с источниками тока. Кроме потребителей и источников тока, электрическая цепь может включать в себя приборы управления и электроизмерительные приборы.

В источниках тока различные виды энергии (тепловая, химическая, механическая, магнитная, световая, атомная) превращаются в энергию электрического тока. К источникам тока относятся гальванические элементы, аккумуляторы, генераторы постоянного и переменного тока, фотоэлементы, термоэлементы и термобатареи. Схематическое изображение некоторых из них показано на рис. 123-1.

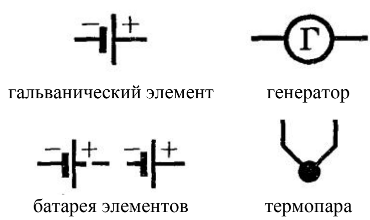


Рис. 123-1

Потребителями электрического тока называют устройства, в которых электрическая энергия вновь превращается в другие виды энергии (в тепловую – в нагревательных приборах, в световую – в осветительных приборах, в механическую – в электродвигателях и т. д.), идущие на практические нужды людей. Схематическое изображение некоторых потребителей электрической энергии показано на рис. 123-2.

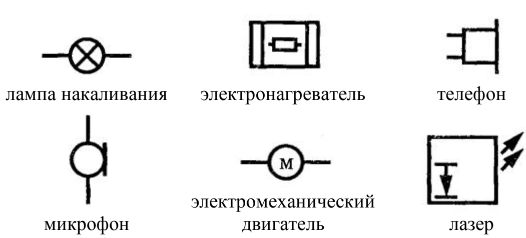


Рис. 123-2

К приборам управления в электрической цепи относят реостаты, позволяющие изменять силу тока, потенциометры, позволяющие изменять напряжение как на отдельных участках, так и на всей цепи, трансформаторы, позволяющие изменять напряжение переменного тока, различные магазины сопротивлений, предохранители, не позволяющие току превысить допустимое значение, различные реле, кнопки и рубильники для замыкания и размыкания цепи или ее отдельных участков.

Схематическое изображение некоторых приборов управления показано на рис. 123-3.

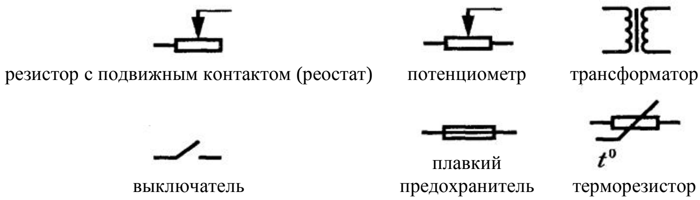


Рис. 123-3

Электроизмерительными приборами называют приборы, позволяющие измерять как характеристики тока (его силу, напряжение, мощность), так и параметры самой цепи. Для измерения силы тока применяют амперметры, для измерения напряжения – вольтметры, мощности -ваттметры, сопротивления – омметры, расхода электрической энергии – счетчики. Схематическое изображение некоторых электроизмерительных приборов показано на рис. 123-4.

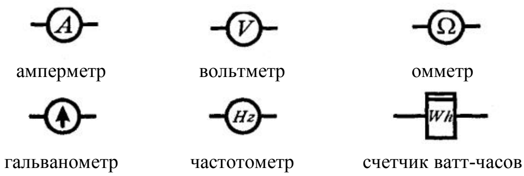


Рис. 123-4

Кроме того, электрическая цепь может включать в себя конденсаторы, катушки индуктивности, диоды, триоды, как вакуумные, так и полупроводниковые, и др. Схематическое изображение некоторых из них показано на рис. 123-5.

Рис. 123-5

Отдельные участки цепи соединяют между собой с помощью соединительных проводов, сопротивление которых, как правило, пренебрежимо мало.

Рассчитать электрическую цепь это определить силу тока на ее отдельных участках по известным ЭДС источников (или напряжениям) и сопротивлениям, включенным в эту цепь, или определить ЭДС и напряжения на отдельных участках по известным сопротивлениям участков и силе тока в них, или, наконец, определить сопротивления по известным ЭДС (или напряжениям) и силе тока в этих сопротивлениях.

Если электрическая цепь содержит только одинаковые источники тока (т. е. источники с одинаковыми ЭДС и внутренними сопротивлениями) или проводники, соединенные последовательно и параллельно, то рассчитать такую цепь относительно просто, достаточно воспользоваться законами и формулами, приведенными в п. 116, 117, 122. Если же цепь содержит разные источники или в нее включены проводники, соединенные не только последовательно или параллельно, а произвольным образом, то для расчета такой цепи пользуются правилами Кирхгофа, названными так в честь немецкого ученого, первым построившего общую теорию расчетов электрических цепей.

В сложной электрической цепи встречаются места, где соединены более двух проводников. Такие места называются *узлами*.

Первое правило Кирхгофа: *сумма токов, входящих в узел, равна сумме токов, выходящих из него*.

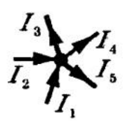


Рис. 123-6

Рассмотрим узел, изображенный на рис. 123-6.

В него входят два тока силой I_1 и I_2, а выходят три тока силой I_3, I_4 и I_5. Поэтому применительно к этому узлу первое правило Кирхгофа будет записано так:

$$I_1 + I_2 = I_3 + I_4 + I_5 .$$

Первое правило Кирхгофа есть следствие из закона сохранения зарядов.

Из закона сохранения заряда следует, что на схеме не может быть такого узла, в который все токи только входят или только выходят, поэтому, если в изображенной вами электрической цепи встречаются такие узлы, значит, вы неправильно распределили токи в ней.

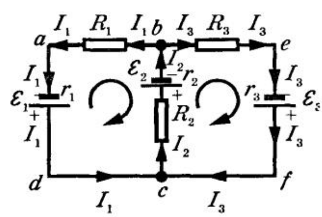


Рис. 123-7

Чтобы уравнения первого правила Кирхгофа, записанные для разных узлов цепи, не повторялись, их должно быть на единицу меньше числа узлов. Например, цепь, изображенная на рис. 123-7, содержит два узла в точках b и c, поэтому для расчета такой цепи надо записать одно первое правило Кирхгофа.

Сложные электрические цепи могут включать в себя несколько контуров, которые можно «обойти» последовательно, двигаясь от одного участка контура к другому в произвольно выбранном направлении. Цепь, изображенная на рис. 123-7, включает в себя три контура: контур $abcd$, контур $befc$ и контур $abefcd$. Применительно к контурам цепи записывают второе правило Кирхгофа. Но прежде чем его записать, надо правильно распределить токи в отдельных участках цепи. Изображая стрелками и обозначая соответствующим индексом токи в участках цепи, надо руководствоваться следующими правилами:

- ток в последовательно соединенных проводниках одинаков, поэтому на всем последовательном участке, т. е. не содержащем узлов, индекс тока должен быть один и тот же через какие бы источники и сопротивления этот ток ни шел;
- после прохождения током узла индекс тока следует обязательно изменить, так как теперь сила тока будет другая.

На рис. 123-7 из плюса источника тока с ЭДС ε_1 выведен ток силой I_1, а из плюса источника тока ε_3 выведен ток I_3. Эти токи соединились в точке c, и по участку cb пошел ток I_2, причем ни его величина, ни направление после прохождения источника тока с ЭДС ε_2 не изменились, поскольку этот источник тока и сопротивление R_2 соединены последовательно. Ток I_2, подойдя к узлу b, разветвится на токи I_1 и I_3. При этом ток I_1 потек через последовательно соединенные сопротивление R_1 и источник ε_1, а ток I_3 – через сопротивление R_3 и источник ε_3.

Можно и иначе распределить токи в этой цепи, например, выведя из источника тока ε_2 ток и разветвив его на два тока в точке c, или вывести из источников ε_1 и ε_2 токи и соединить их в точке c, или, наконец, вывести из источника ε_3 ток и разветвить его на два тока в точке c. Можно поменять направления всех токов на противоположные, т. е. соединять их в точке b, а разъединять в точке c, результат расчетов от этого не изменится. Важно только руководствоваться правилами, сформулированными выше.

Только после того, как все токи распределены по отдельным участками цепи, можно записывать вторые правила Кирхгофа применительно к контурам цепи. При этом число уравнений, соответствующих второму правилу Кирхгофа, должно быть равно числу ветвей в данной цепи минус число узлов в ней и плюс единица. Изображенная на рис. 123-7 цепь содержит три ветви $badc$, bc и $befc$ и два узла b и c, поэтому число уравнений второго правила Кирхгофа равно 3 – 2 + 1 = 2.

Второе правило Кирхгофа: *алгебраическая сумма всех ЭДС, встречающихся в данном контуре, равна алгебраической сумме произведений всех токов на сопротивления, через которые эти токи текут*. Напомним, что алгебраическая сумма — это сумма как положительных, так и отрицательных величин.

Чтобы определить, какие ЭДС и токи будут положительными в данном контуре, а какие – отрицательными, надо выбрать контуры, для которых будут записаны уравнения второго правила Кирхгофа и указать внутри этих контуров направление произвольно выбранного вами обхода этих контуров (или по часовой стрелке, или против).

Обратимся опять к рис. 123-7. Для записи второго правила Кирхгофа нам надо выбрать из трех контуров, входящих в изображенную на рис. 123-7 цепь, два любых. Выберем контуры $abcd$ и $befc$, и будем их обходить по часовой стрелке так, как это показано изогнутой стрелкой внутри контуров. При таком обходе контура $abcd$ ЭДС источника тока ε_1 будет отрицательна, так как мы переходим внутри источника в сторону понижения потенциала, т. е. от плюса к минусу, а ЭДС источника ε_2, тоже входящего в контур $abcd$, будет положительна, так как в нем мы переходим в сторону повышения потенциала.

По второму правилу Кирхгофа алгебраическая сумма ЭДС $-\varepsilon_1 + {}_2$ будет равна алгебраической сумме произведений токов на все сопротивления контура. В контур $abcd$ входят четыре сопротивления: r_1, R_1, r_2 и R_2, по которым текут токи I_1 и I_2. При этом знак перед произведением тока на соответствующее ему сопротивление будет положителен тогда, когда направление этого тока совпадает с направлением обхода контура, а если оно противоположно направлению обхода, то перед этим произведением ставится знак минус, т. е. такой ток отрицателен.

Из сказанного следует, что токи I_1, и I_2, текущие в контуре $abcd$, будут отрицательны, так как они текут навстречу обходу контура, поэтому перед произведениями сил этих токов на сопротивления, по которым они текут, надо ставить минус. Тогда второе правило Кирхгофа применительно к контуру $abcd$ будет записано так:

$$-\varepsilon_1 + {}_2 = -I_1 r_1 - I_1 R_1 - I_2 r_2 - I_2 R_2 .$$

В контуре $befc$ ЭДС ε_2 будет отрицательна, а ЭДС ε_3 – положительна. Токи I_2 и I_3, текущие в этом контуре, будут положительны, поскольку их направление совпадает с направлением обхода контура. Поэтому второе правило Кирхгофа применительно к этому контуру будет иметь вид:

$$-\varepsilon_2 + {}_3 = I_2 R_2 + I_2 r_2 + I_3 R_3 + I_2 r_2 .$$

Дополнив эти два уравнения третьим, соответствующим первому правилу Кирхгофа, записанному, например, для узла c:

$$I_1 + I_3 = I_2 ,$$

мы получим систему уравнений, достаточную для расчета этой цепи. Например, если вам известны числовые значения всех сопротивлений и ЭДС, входящих в эту цепь, то, подставив эти числа вместо соответствующих букв в уравнения правил Кирхгофа, вы можете, решив эту систему, определить искомые силы токов.

124. МОСТИК УИТСТОНА

Мостиком Уитстона называют схему, с помощью которой можно измерить неизвестное сопротивление R_x при известном эталонном сопротивлении $R_{ЭТ}$. Ее действие основано на правилах Кирхгофа.

Мостик Уитстона изображен на рис. 124-1. Сопротивления R_1, R_x и R_2, $R_{ЭТ}$ называют *плечами мостика*.

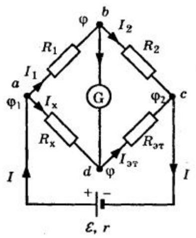


Рис. 124-1

Между точками b и d включен гальванометр, который представляет собой как бы мостик между плечами R_1, R_x и R_2, $R_{ЭТ}$ поэтому эта схема называется мостовой. Источник тока с ЭДС ε и внутренним сопротивлением r дает в неразветвленную цепь ток I, который в узле a разветвляется на токи I_1 и I_x. Ток I_1 в узле b разветвляется на токи I_2 и I_G. В узле d сходятся токи I_x и I_G, и через сопротивление $R_{ЭТ}$ течет ток $I_{ЭТ}$. В точке c стекаются токи I_2 и $I_{ЭТ}$, и в неразветвленную цепь выходит снова ток I.

Сопротивление $R_{ЭТ}$ можно сделать сменным. Его подбирают таким, чтобы потенциалы точек b и d были одинаковы. В этом случае разность потенциалов между этими точками будет равна нулю, поэтому ток через гальванометр идти не будет. При этом сопротивления R_1 и R_2 окажутся соединенными последовательно, поэтому токи в них будут одинаковы: $I_1 = I_2$. По той же причине будут одинаковы и токи I_x и $I_{ЭТ}$: $I_x = I_{ЭТ}$.

Обозначим потенциал точки a φ_1, потенциалы точек b и d φ, а потенциал точки c φ_2. Согласно закону Ома $\varphi_1 - \varphi = I_1 R_1$ и $\varphi_1 - \varphi = I_x R_x$, поэтому

$$I_1 R_1 = I_x R_x \tag{124.1}$$

Аналогично, $\varphi - \varphi_2 = I_1 R_2$ и $\varphi - \varphi_2 = I_x R_{ЭТ}$, поэтому

$$I_1 R_2 = I_x R_{ЭТ} \tag{124.2}$$

Если теперь разделить (124.1) на (124.2), то силы токов сократятся и из полученной пропорции можно будет определить неизвестное сопротивление R_x. Проделаем эти действия: $\dfrac{I_1 R_1}{I_1 R_2} = \dfrac{I_x R_x}{I_x R_Э}$, $\dfrac{R_1}{R_2} = \dfrac{R_x}{R_{ЭТ}}$, откуда $R_x = R_{ЭТ} \dfrac{R_1}{R_2}$.

Мы видим, что, подобрав эталонное сопротивление $R_{ЭТ}$, при котором $I_G = 0$, и зная отношение $\dfrac{R_1}{R_2}$, мы можем определить неизвестное сопротивление R_x. При этом даже не обязательно знать величины сопротивлений R_1 и R_2, достаточно знать их отношение. Если сопротивления изготовлены из одного провода, т. е. имеют одинаковое удельное сопротивление ρ и площадь поперечного сечения S, то отношение $\dfrac{R_1}{R_2}$ можно заменить отношением длин $\dfrac{l_1}{l_2}$.

Действительно, $R_1 = \rho \dfrac{l_1}{S}$ и $R_2 = \rho \dfrac{l_2}{S}$, поэтому

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho l_1 S}{S \rho l_2} = \frac{l_1}{l_2} \quad \text{и} \quad R_x = R_{ЭТ} \frac{l_1}{l_2}. \tag{124.3}$$

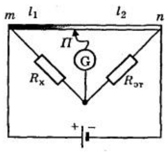


Рис. 124-2

На практике роль сопротивлений R_1 и R_2 играет *реохорд mn* – специальная проволока на линейке, по которой может передвигаться ползунок *П* (рис. 124-2). Перемещая ползунок по реохорду, мы следим за стрелкой гальванометра, и когда она остановится на нуле, это означает, что по мостику ток не идет и для определения R_x теперь можно пользоваться формулой (124.3), измерив плечи реохорда l_1 и l_2 с помощью линейки. Точность измерения сопротивления R_x определяется точностью линейки и точностью эталонного сопротивления $R_{ЭТ}$.

125. РАБОТА И МОЩНОСТЬ ТОКА. ЗАКОН ДЖОУЛЯ-ЛЕНЦА. КПД ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

В любой электрической цепи энергия источника тока превращается в потребителях в иные виды энергии и при этом электрический ток совершает ту или иную работу. Если известна разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ на концах участка цепи и величина прошедшего по этому участку заряда д, то работу тока на этом участке можно определить по формуле, известной из электростатики:

$$A = q\left(\varphi_1 - \varphi_2\right),$$

где согласно определению силы тока

$$q = It.$$

Если данный участок цепи однородный, т. е. не содержит ЭДС, то разность потенциалов на его концах равна напряжению U на нем,

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

Тогда работа тока A на данном участке будет равна

$$\boxed{A = UIt} \qquad (125.1)$$

Работа тока на данном участке цепи равна произведению напряжения на этом участке, силы тока в нем и времени прохождения тока.

Единица работы в СИ – *джоуль* (Дж): 1 Дж = 1 В·А·с.

Воспользовавшись законом Ома для участка цепи запишем:

$$U = IR \quad \text{и} \quad I = \frac{U}{R}.$$

Поэтому формулу работы тока можно записать еще и так:

$$\boxed{A = I^2 Rt} \qquad (125.2)$$

и

$$\boxed{A = \frac{U^2}{R}t} \qquad (125.3)$$

Для замкнутой цепи, содержащей ЭДС ε в, формула работы тока во всей цепи будет:

$$\boxed{A = \varepsilon It} \qquad (125.4)$$

Из формул (125.2) и (125.3) следует, что при неизменной силе тока работа тока прямо пропорциональна сопротивлению участка цепи, где она производится, а при неизменном напряжении она обратно пропорциональна этому сопротивлению.

Быстрота совершения током работы на данном участке цепи характеризуется мощностью тока Р. Мощность тока равна отношению работы ко времени, за которое она совершена:

$$P = \frac{A}{t} \qquad (125.5)$$

Подставив в формулу мощности (125.5) правую часть выражения (125.1), получим формулу мощности тока:

$$P = UI \qquad (125.6)$$

Мощность тока на некотором участке цепи равна произведению напряжения на этом участке и силы тока в нем.

Единица мощности в СИ – *ватт* (Вт): 1 Вт = 1 В·А.

Подставив в формулу (125.5) правые части формул (125.2), (125.3) и (125.4), получим формулы мощности, записанные через другие величины, характеризующие данный участок цепи:

$$\boxed{P = I^2 R} \tag{125.7}$$

$$\boxed{P = \frac{U^2}{R}} \tag{125.8}$$

или

$$\boxed{P = \varepsilon I} \tag{125.9}$$

При прохождении тока по проводнику положительные ионы в узлах кристаллических решеток проводника за счет энергии тока начинают сильнее колебаться, что сопровождается увеличением внутренней энергии проводника, т. е. его нагреванием. При этом энергия тока выделяется в виде теплоты, которую называют джоулевым теплом. Количество теплоты Q, выделяющейся в проводнике при прохождении по нему электрического тока, практически одновременно и независимо друг от друга определили английский ученый Д. Джоуль и русский ученый Э. Х. Ленц. Закон, открытый ими, получил название закона Джоуля-Ленца.

Закон Джоуля-Ленца: *количество теплоты, выделившейся в проводнике при прохождении по нему электрического тока, прямо пропорционально квадрату силы тока, сопротивлению проводника и времени прохождения тока*:

$$\boxed{Q = I^2 R t} \tag{125.10}$$

Закон Джоуля-Ленца можно записать иначе, воспользовавшись законом Ома для участка цепи.

Так как $I = \frac{U}{R}$, то $Q = \frac{U^2}{R^2} R t$,

$$\boxed{Q = \frac{U^2}{R} t} \tag{125.11}$$

или

$$\boxed{Q = UIt} \tag{125.12}$$

Превращение электрической энергии в тепловую находит широкое применение в различных электронагревательных приборах.

Электрическую энергию, которую мы потребляем в быту и на производстве и которая в различных механизмах превращается в работу или выделяется в виде тепла, измеряют с помощью специальных счетчиков электрической энергии. В бытовых счетчиках энергия измеряется в киловатт-часах (кВт-ч). Переведем эту внесистемную единицу энергии в СИ:

1 кВт-ч = 1000·3600 Вт·с = 3,6·10^6 Дж.

Принцип действия счетчика электрической энергии наттметра – мы рассмотрим позже, после того, как повторим магнетизм.

При потреблении электрической энергии, т. е. при превращении ее в полезную работу, например, в двигателе или в полезно использованную тепловую энергию в нагревательных приборах неизбежны энергетические потери в виде тепла. Для характеристики способности данной цепи полезно использовать производимую источником тока электрическую энергию введено понятие коэффициента полезного действия (КПД) электрической цепи.

КПД электрической цепи называют отношение «полезной» работы $A_{пол}$, совершенной током в каком-либо участке цепи, ко всей «затраченной» $A_{затр}$, которая равна энергии, выделенной источником тока в процессе его работы за время t:

$$\boxed{\eta = \frac{A_{пол}}{A_{затр}} 100\%} \quad \text{или} \quad \boxed{\eta = \frac{UIt}{\varepsilon It} 100\%}$$

$$\boxed{\eta = \frac{U}{\varepsilon} 100\%}$$

Поскольку согласно закону Ома $U = IR$ и $\varepsilon = I(R + r)$, то формула КПД тока может выглядеть так:

$$\eta = \frac{IR}{I\left(R+r\right)}100\% \quad \text{или} \quad \boxed{\eta = \frac{R}{R+r}100\%}$$

Здесь R – сопротивление всей внешней части цепи, а r – сопротивление источника тока.

КПД электрической цепи можно определить отношением напряжения на участке, где совершается полезная работа или полезно используется тепловая энергия, к ЭДС источника тока, или *КПД электрической цепи можно определить отношением сопротивления участка цепи, где совершается полезная работа или полезно используется тепло, к сумме сопротивлений внешнего и внутреннего участков цепи, выраженным обычно в процентах*.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

126. ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИИ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛОВ. ОПЫТЫ РИККЕ, МАНДЕЛЬШТАМА И ПАПАЛЕКСИ, ТОЛМЕНА И СТЮАРТА

Электронной теорией проводимости металлов называют учение о том, что носителями зарядов, которые создают ток в металлах, являются свободные электроны.

Этот факт был установлен сравнительно недавно, в начале нынешнего столетия, а еще в прошлом столетии люди не знали, что же движется по металлическому проводнику, когда по нему идет ток. В самом начале нынешнего столетия немецкий физик К. Рикке проделал следующий опыт. Он соединил последовательно три металлических цилиндра: медный, алюминиевый и медный, расположив их зачищенные основания вплотную друг к другу, а затем подключил их к источнику постоянного тока и в течение года пропускал по этим цилиндрам ток. При этом через основания цилиндров прошел колоссальный заряд, порядка миллиона кулонов. Однако, когда Рикке разъединил цилиндры, то их основания остались такими же зачищенными, какими и были, и массы каждого цилиндра тоже остались прежними. Эти факты свидетельствовали о том, что *при прохождении тока по проводнику переноса вещества не происходит*.

В 1913 г. отечественные ученые Мандельштам и Папалекси осуществили опыт, показавший, что переносчиками тока в металлах являются какие-то свободные заряды. Они подключили к концам катушки, способной вращаться вокруг закрепленной оси, телефонный аппарат, после чего заставили катушку совершать очень быстрые крутильные колебания вокруг оси вращения. При ускорении и торможении катушки в телефонном аппарате был слышен звук, что свидетельствовало о прохождении в эти моменты по катушке тока. Ток возникал потому, что когда катушка тормозилась, т. е. ее кристаллические решетки уже покоились, свободные заряды металла продолжали по инерции двигаться в прежнем направлении, создавая ток. Так была доказана инертность свободных носителей зарядов в металлах.

Через три года американские ученые Толмен и Стюарт доказали, что носителями тока в металлах являются *свободные электроны* (электрон к тому времени был уже открыт). Они повторили опыт Мандельштама и Папалекси, усовершенствовав его. Резко затормозив вращающуюся проволочную катушку, ученые с помощью баллистического гальванометра измерили заряд q, прошедший по катушке за время торможения t. Согласно определению силы тока этот заряд равен произведению силы тока I, прошедшего по катушке и времени ее торможения,

$$q = It. \tag{126.1}$$

По закону Ома для участка цепи

$$I = \frac{U}{R}, \tag{126.2}$$

где U – напряжение на катушке, а R – ее сопротивление.

Считая электрическое поле внутри катушки однородным, запишем связь напряженности этого поля E с напряжением U на ней и длиной проводника катушки l:

$$U = El \tag{126.3}$$

Согласно определению напряженности электрического поля

$$E = \frac{F}{e} \tag{126.4}$$

Здесь e — величина заряда – носителя тока в катушке, на который подействовала при торможении сила Кулона F.

По второму закону Ньютона

$$F = ma \tag{126.5}$$

где

$$a = \frac{\upsilon - \upsilon_к}{t} = \frac{\upsilon}{t} \tag{126.6}$$

так как $\upsilon_к = 0$.

Здесь m – масса частицы – носителя тока в катушке, a – ее ускорение, υ – линейная скорость катушки, $\upsilon_к$ – ее конечная скорость.

Подставив формулу (126.6) в (126.5), получим:

$$F = \frac{m\upsilon}{t} \tag{126.7}$$

Теперь подставим выражение (126.7) в формулу (126.4):

$$E = \frac{m\upsilon}{et} \tag{126.8}$$

Далее, подставим выражение (126.8) в формулу (126.3). Получим:

$$U = \frac{m\upsilon l}{etR} \tag{126.9}$$

И наконец, подставим выражение (126.9) в закон Ома (126.2):

$$I = \frac{m\upsilon l}{etR} \tag{126.10}$$

а выражение (126.10) в формулу (126.1). Тогда получим окончательно:

$$q = \frac{m\upsilon lt}{etR} = \frac{m\upsilon l}{eR}.$$

Из этой формулы ученые определили удельный заряд частицы – носителя тока в металле, т. е. отношение заряда e к его массе m:

$$\frac{e}{m} = \frac{\upsilon l}{qR}.$$

Зная линейную скорость вращения катушки υ в начале торможения, длину проводника l, из которого катушка была смотана, сопротивление этого проводника R и измерив с помощью баллистического гальванометра заряд q, прошедший по катушке при торможении, Толмен и Стюарт вычислили удельный заряд этой частицы. Он оказался равным удельному заряду электрона, который тогда был уже вычислен. Так было доказано, что носителями тока в металлах являются свободные электроны.

127. ЭЛЕМЕНТЫ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ЕЕ НЕДОСТАТКИ

В 1909 г. немецкий физик Друде и американский ученый Лоренц создали теорию электропроводности металлов, которая получила название *классической*. Она была названа так потому, что в ее основу легли законы классической физики: законы Ньютона, Ома, представления мо-лекулярно-кинетической теории строения вещества.

Согласно классической теории электропроводности поведение свободных электронов в металле подобно поведению частиц одноатомного газа, однако электроны в отличие от молекул газа не сталкиваются друг с другом, а взаимодействуют только с положительными ионами кристаллической решетки металла. Ионы решетки ограничивают тепловое хаотическое движение свободных электронов, не давая им покинуть решетку.

Средняя арифметическая скорость теплового движения электронов $\vec{\upsilon}_{тепл}$ была определена по формуле средней арифметической скорости частиц идеального одноатомного газа

$$\vec{\upsilon}_{тепл} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \tag{127.1}$$

где k = 1,38·10^{23} Дж/К – постоянная Больцмана. Т= 300 К – комнатная температура и m_e = 9,31·10^{-31} кг – масса электрона.

Подставив эти числа в предыдущую формулу и произведя вычисления, ученые обнаружили, что средняя скорость теплового движения свободных электронов в металле чрезвычайно велика, порядка 100 км/с.

В зависимости от температуры как скорость, так и кинетическая энергия свободных электронов металла, согласно классической теории электропроводности могут принимать любые значения, ведь в формулу (127.1) можно подставлять любые значения температуры.

При возникновении на концах проводника разности потенциалов на хаотическое тепловое движение свободных электронов накладывается их упорядоченное движение под действием сил электрического поля в проводнике. При этом результирующая скорость электронов $\vec{\upsilon}$ будет равна сумме скорости их теплового движения $\vec{\upsilon}_{тепл}$ и скорости упорядоченного движения вдоль линий поля $\vec{u}$,

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_{тепл} + \vec{u} .$$

Скорость упорядоченного движения электронов можно оценить, воспользовавшись формулой плотности тока,

$$j = neu , \quad \text{откуда} \quad u = \frac{j}{ne} . \tag{127.2}$$

Здесь j – плотность тока, e – заряд электрона и n – концентрация свободных электронов в металле.

Предельная плотность тока для медных проводников, при которой они еще не плавятся, порядка 10^7 А/м^2, а их концентрация порядка 10^{29} м$^{-3}$. Подставив эти числа в формулу (127.2) получим, что она примерно равна 0,001 м/с, т. е. в сто миллионов раз меньше скорости теплового движения свободных электронов.

Представления классической теории электропроводности металлов были подтверждены некоторыми законами электродинамики, и в частности законом Ома, многократно проверенным экспериментально:

$$I = \frac{U}{R} \quad \text{или} \quad j = \frac{1}{\rho} E .$$

Здесь I – сила тока в проводнике, U – напряжение на нем, R – сопротивление проводника, ρ – удельное сопротивление металла, E – напряженность электрического поля в проводнике.

Классическая теория электропроводности дает следующую зависимость удельного сопротивления металла от скорости теплового движения электронов, их концентрации и средней длины свободного пробега электронов между двумя последовательными соударениями с ионами кристаллической решетки $\vec{\lambda}$ (см. п. 128):

$$\boxed{\rho = \frac{2m_e\vec{\upsilon}_{тепл}}{e^2\vec{\lambda}}}$$

Согласно этой формуле, выведенной теоретически, удельное сопротивление металлов прямо пропорционально скорости теплового движения электронов отепл , которая согласно формуле (127.1) в свою очередь пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры металла, поэтому и удельное сопротивление тоже должно быть согласно этой теории прямо пропорционально корню квадратному из абсолютной температуры

$$\rho = \frac{2m_e}{n_e^2\vec{\lambda}}\sqrt{\frac{8kT}{nm_e}} \sim \sqrt{T} .$$

Но опыт показывает, что удельное сопротивление металлов прямо пропорционально абсолютной температуре в первой степени,

$$\rho \approx \rho_0\alpha T , \quad \text{т. е.}\ \rho \sim T .$$

Таким образом, классическая теория электропроводности имеет серьезные расхождения с опытом, который, как известно, критерий истины. Имелись и другие несоответствия этой теории с опытными данными, которые она так и не сумела преодолеть. Это свидетельствует о том, что законы классической электродинамики к движению свободных электронов внутри кристаллической решетки металла неприменимы.

128. ВЫВОД ЗАКОНА ОМА ДЛЯ УЧАСТКА ЦЕПИ В КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрим вывод закона Ома в классической теории электропроводности металлов.

Пусть свободный электрон, испытав соударение с ионом кристаллической решетки металла, на мгновение остановился, и, следовательно, его скорость стала равна нулю. Затем под действием электрического поля этого иона электрон получил ускорение a, равное:

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{Ee}{m_e}.$$

Здесь m_e – масса электрона, F – сила, действующая на электрон со стороны электрического поля напряженностью E.

Движущийся с этим ускорением электрон, подлетая к следующему иону, разгоняется до скорости $\upsilon_{\max}$, равной:

$$\upsilon_{\max} = \upsilon_0 + at = at = \frac{eE}{m_e} t, \quad \text{ведь } \upsilon_0 = 0.$$

Средняя скорость электрона V_{cp} на пути между двумя соударениями с ионами решетки равна:

$$\upsilon_{cp} = \frac{\upsilon_0 + \upsilon_{\max}}{2} = \frac{\upsilon_{\max}}{2} = \frac{eEt}{2m_e}.$$

Время движения электрона t между двумя соударениями можно выразить как отношение средней длины свободного пробега электрона $\bar{\lambda}$ от одного соударения до другого к средней арифметической скорости теплового движения электронов $\bar{\upsilon}_{тепл}$:

$$t = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{\upsilon}_{тепл}}.$$

Тогда средняя скорость дрейфа электронов под действием поля равна:

$$\upsilon_{cp} = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m_e\bar{\upsilon}_{тепл}}.$$

Подставив эту величину в формулу плотности тока $j = ne\upsilon_{cp}$ получим: $j = \dfrac{ne^2\bar{\lambda}}{2m_e\bar{\upsilon}_{тепл}} E = \dfrac{1}{\rho} E$ – закон Ома в дифференциальной форме.

_ пе2Х „ 1 _

Здесь выражение $\dfrac{ne^2\bar{\lambda}}{2m_e\bar{\upsilon}_{тепл}} E = \dfrac{1}{\rho} E$ – есть удельная электропроводность проводника. Обратная ей величина ρ есть удельное сопротивление:

$$\rho = \frac{2m_e\bar{\upsilon}_{тепл}}{ne^2\bar{\lambda}}.$$

Поскольку сила тока $I = jS$, а напряженность однородного поля в проводнике $E = \dfrac{U}{l}$, то

$$I = \frac{ne^2\bar{\lambda}S}{2m_e\bar{\upsilon}_{тепл} l} U = \frac{U}{R} \qquad (128.1)$$

– закон Ома в интегральной форме.

Здесь $R = \dfrac{2m_e \bar{\upsilon}_{тепл} l}{ne^2 \bar{\lambda} S}$ – сопротивление проводника.

Выражение (128.1) показывает, что сила тока в металлическом проводнике с неизменным сопротивлением прямо пропорциональна напряжению на нем. Проводники с такими свойствами называются *резисторами*.

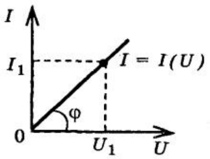


Рис. 128-1

Так классическая электронная теория электропроводности металлов обосновала теоретически закон Ома для участка цепи.

Вольтамперная характеристика, т. е. графическая зависимость силы тока от напряжения, для металлических проводников представляет собой прямую линию, проходящую через начало координат (рис. 128-1). Тангенс угла наклона графика $I = I(U)$ к оси напряжений равен электропроводности проводника (в заданном масштабе, когда одно деление на осях координат равно 1 А и 1 В). Действительно, из рис. 127-1 следует, что

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{I_1}{U_1} = \frac{1}{R} = G .$$

129. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Причина всех несоответствий классической теории электропроводности и опытных данных крылась в неприменимости законов классической физики к системам, состоящим из множества взаимодействующих заряженных частиц, и в частности к поведению электронов в атомах и кристаллах. Объяснение всем этим несоответствиям смогла дать лишь квантовая теория электропроводности.

Согласно этой теории электроны в атомах веществ могут обладать не любыми, а лишь определенными значениями энергии, соответствующими номерам их электронных орбит. Находясь внутри кристаллической решетки электрон также не может иметь любую энергию, а лишь набор определенных, разрешенных лишь для него ее значений.

Величина энергии, которую может иметь электрон в атоме или кристалле, называется энергетическим уровнем.

Между разрешенными значениями энергии, т. е. энергетическими уровнями электрона, находятся значения энергии, которую электрон иметь не может, пока он находится в атоме или кристалле. Но если он покинет атом или кристалл, т. е. окажется вне множества других, взаимодействовавших с ним, электронов, то сможет иметь любую энергию. В этом состоит основное отличие классической электронной теории проводимости металлов от квантовой, поскольку согласно классической теории энергия электронов может быть любой, где бы они ни находились.

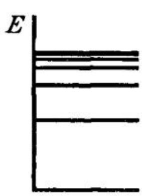


Рис. 129-1

На рис. 129-1 изображена схема энергетических уровней отдельного атома. Вертикальная ось это ось энергии E, а горизонтальными линиями показаны энергетические уровни электрона, т. е. те значения энергии, которые электрон в атоме может иметь. Промежутки между горизонтальными линиями соответствуют тем значениям энергии, которые электрон в атоме иметь не может. При этом каждый энергетический уровень соответствует определенной электронной орбите в атоме.

Их химии вам известно, что на каждой электронной орбите может находиться лишь определенное число электронов, т. е. меньше этого числа их там быть может, а больше – нет. Аналогично, на каждом энергетическом уровне число электронов ограничено. Например, на нижнем энергетическом уровне может быть не более двух электронов, на втором – не более восьми, причем этот уровень заполнен полностью. На полностью заполненный уровень не может ни подняться снизу, ни опуститься сверху ни один электрон, т. е. такое значение энергии, кроме этих восьми, больше ни один электрон атома иметь не может.

Если известен номер энергетического уровня n в атоме, то максимально возможное число электронов N на нем легко подсчитать по формуле

$$N = 2n^2 .$$

Например, на энергетическом уровне $n = 4$ может находиться не более 32 электронов.

Если атому сообщить извне энергию, то он перейдет в *возбужденное состояние* и при этом его электроны перейдут на более удаленные от ядра орбиты, иными словами, поднимутся на более высокие энергетические уровни. Но сделать это они смогут только в том случае, если эти уровни заполнены не полностью. Но все дело в том, что большинство энергетических уровней атома заполнено полностью, незаполненными являются лишь самые верхние энергетические уровни, соответствующие внешним электронным оболочкам, на которых располагаются валентные электроны, поэтому именно эти электроны и могут совершать переходы между энергетическими уровнями атома.

При объединении атомов в кристалл металла валентные электроны становятся свободными и образуют *«электронный газ»*. Однако число валентных электронов по сравнению с общим числом всех электронов в атомах кристалла чрезвычайно мало, ведь большинство электронов атома находятся на заполненных уровнях, откуда они двинуться никуда не могут.

При нагревании металла только свободные электроны, имеют возможность повысить скорость своего теплового движения, т. е. увеличить энергию и, значит, подняться на более высокие уровни, а основная масса электронов на заполненных уровнях свою скорость и энергию изменить не может. Поэтому средняя скорость движения электронов металла при нагревании не меняется, т. е. в формуле удельного сопротивления средняя скорость всех электронов атома УтеПл от температуры не зависит и применять для ее вычисления формулу

$$\rho = \frac{2m_e \bar{\upsilon}_{тепл}}{e^2 \bar{\lambda}} \qquad (129.1)$$

средняя скорость всех електронов атома $\bar{\upsilon}_{тепл}$ от температуры не зависит и применять для ее вычисления формулу

$$\bar{\upsilon}_{тепл} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \qquad (129.2)$$

нельзя.

Опыт показывает, что при нагревании металлов усиливаются тепловые колебания положительных ионов решетки, что приводит к уменьшению средней длины свободного пробега электронов $\bar{\lambda}$, причем средняя длина свободного пробега электронов изменяется обратно пропорционально абсолютной температуре, поэтому удельное сопротивление металлов, как и следует из (129.1), изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре, что и соответствует опытным данным и формуле $\rho \approx \rho_0 \lambda T$. Так квантовая теория электропроводности сумела объяснить одно из самых существенных противоречий теории классической.

Не менее успешно квантовая теория электропроводности справилась с еще одним неразрешимым противоречием классической теории и опыта. Согласно формуле средней арифметической скорости молекул (129.2), которую классическая теория применяла к движению свободных электронов в атоме, при абсолютном нуле скорости всех электронов тоже должны стать равными нулю, т. е. все электроны должны опуститься на самый нижний энергетический уровень. Однако опыт показывает, что при температурах, близких к абсолютному нулю, скорости электронов металла остаются весьма далеки от нуля. Квантовая теория объясняет этот факт так. При охлаждении металла электроны опускаются на нижние энергетические уровни, но только в том случае, если те свободны или заполнены лишь частично. Но нижние энергетические уровни заполнены полностью, поэтому энергия электронов верхних уровней, в том числе и свободных электронов, даже при сверхнизких температурах уменьшится до нуля не может и остается достаточно большой. Так квантовая теория объяснила еще одно несоответствие классической теории и опыта.

На современном уровне развития науки квантовая теория наиболее верно описывает электропроводность веществ. Ее вы будете изучать в высшей школе.

130. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ. ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Полупроводниками называют вещества, удельное сопротивление которых больше удельного сопротивления металлов, но меньше удельного сопротивления диэлектриков.

Удельное сопротивление металлов колеблется в пределах от 10^{-8} до 10^{-6} Ом·м, удельное сопротивление полупроводников – от 10^{-3} до 10^{7} Ом·м и удельное сопротивление диэлектриков – от 10^{10} до 10^{16} Ом·м.

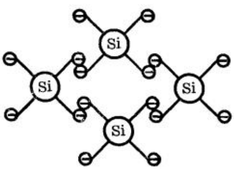


Рис. 130-1

Рассмотрим строение типичного полупроводника, широко распространенного в природе – кремния Si. Кремний четырехвалентен. Его атомы, находясь друг от друга на расстояниях порядка радиуса атома, при низких температурах прочно удерживают свои валентные электроны, из-за чего эти электроны не могут покинуть пределы своего атома и стать свободными (рис. 130-1). Поэтому при низких температурах (включая комнатную) химически чистые полупроводники не проводят электрический ток, т. е. подобны диэлектрикам.

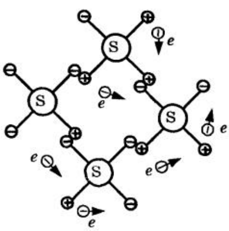


Рис. 130-2

Однако, если полупроводник нагреть до достаточно высокой температуры (для кремния – порядка 1000 К), то его валентные электроны приобретут столь большую кинетическую энергию, что смогут прервать ковалентную связь и стать свободными. При этом они покинут свои атомы, а на их освободившееся место легко смогут перепрыгнуть электроны других атомов, место которых в свою очередь освободится (рис. 130-2). Чем выше температура, тем больше у полупроводника появится свободных электронов и освободившихся мест, которые будут хаотически перемещаться по полупроводнику. Эти освободившиеся места получили название *дырок (вакансий).*

Таким образом, с повышением температуры у полупроводников возрастает число свободных электронов и дырок, следовательно, их проводимость увеличивается, а сопротивление падает. В этом состоит основное отличие полупроводников от металлов.

Зависимость удельной электропроводности полупроводников σ от их абсолютной температуры T выражается следующей формулой:

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = \sigma_0 \cdot 2,7^{-\frac{\Delta W_{AKT}}{2kT}}$$

Здесь ρ – удельное сопротивление полупроводника, σ_0 – постоянная для данного полупроводника величина, зависящая от свойств именно этого полупроводника, ΔW_{AKT} – энергия активации, т. е. энергия, необходимая электрону для разрыва ковалентной связи, k – постоянная Больцмана.

График зависимости удельного сопротивления от температуры изображен на рис. 130-3. Из графика следует, что с ростом температуры T удельное сопротивление р падает по кривой, которая называется экспонентой.

При встрече с дыркой электрон может быть ею захвачен. При этом электрон и дырка одновременно исчезнут, т. е. электрон окажется связанным. Этот процесс называется *рекомбинацией*. При неизменной температуре число рекомбинирующих электронов и дырок в единицу времени равно числу высвобождающихся, т. е. между ними поддерживается динамическое равновесие.

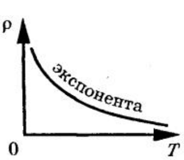


Рис. 130-3

В отсутствие электрического поля электроны и дырки участвуют в хаотическом тепловом движении. При помещении нагретого полупроводника в электрическое поле на это хаотическое движение накладывается упорядоченное движение свободных электронов в противоположном силовым линиям поля направлении, а дырки станут перемещаться в направлении силовых линий поля,, т. е. вести себя подобно положительным зарядам, поэтому дыркам приписывают положительный знак. В полупроводнике возникнет электрический ток.

Ток в химически чистом полупроводнике – это упорядоченное движение электронов и дырок по полупроводнику вдоль силовых линий электрического поля, в которое он помещен.

Таким образом, носителями зарядов, осуществляющих проводимость в химически чистых полупроводниках являются *электроны* и *дырки*. Проводимость химически чистых полупроводников, обусловленная движением электронов и дырок, называется *электронно-дырочной*, или *собственной проводимостью,* а сами полупроводники – *собственными полупроводниками*.

Собственная проводимость присуща всем полупроводникам, однако у большинства из них она наблюдается при очень высоких порядка 1000°С температурах, что соответствует энергии от 1 до 3 эВ, Это делает весьма затруднительным их практическое использование. Поэтому на практике собственные полупроводники применяются редко.

Собственные полупроводники чрезвычайно распространены в природе. Однако их замечательные свойства были открыты сравнительно недавно благодаря усилиям многих ученых, одним из которых был наш соотечественник, академик А. Ф. Иоффе.

131. ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1. Донорная проводимость

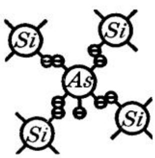


Рис. 131-1

Если в кристалл кремния (который, напомним, является четырехвалентным) ввести атомы пятивалентного мышьяка As, то четыре валентных электрона мышьяка вступят в ковалентную связь с четырьмя электронами кремния, а пятый валентный электрон мышьяка останется без пары (рис. 131-1). Он и станет свободным уже при комнатной температуре, потому что для отрыва такого электрона от своего атома достаточно энергии порядка $kT \approx 0{,}1$ эВ, т. е. его тепловой энергии, которой электрон обладает при обычных, не очень высоких температурах. Энергия связи валентных электронов кремния во много раз превышает энергию связи пятого электрона мышьяка со своим атомом. Ион мышьяка, у которого «сбежал» электрон, не может «захватить» электрон кремния, чтобы атом кремния стал положительным ионом, поэтому дырки здесь образоваться не могут.

В отсутствие электрического поля лишние электроны мышьяка участвуют в тепловом хаотическом движении. Если такой полупроводник поместить в электрическое поле, то на тепловое движение электронов наложится их упорядоченное движение навстречу силовым линиям поля, т. е. пойдет ток.

Проводимость полупроводников, обусловленная наличием в них избыточных электронов примеси, называется *донорной проводимостью*, а само вещество, привнесшее в полупроводник дополнительные электроны, – *донором* (лат. *donare* – дающий). В нашем примере донором является мышьяк).

Подчеркнем, что *примесь является донором в том случае, когда ее валентность больше валентности основного полупроводника*.

Концентрация электронов примеси в кремнии огромна. Если примесь мышьяка составляет всего 1 % от количества атомов кремния в 1 см^3, которое порядка 10^{22}, то количество атомов мышьяка, а следовательно, и количество электронов примеси (по одному электрону от каждого атома мышьяка) порядка $10^{22}\cdot 0{,}01 = 10^2$. Это очень большая величина, поэтому и проводимость полупроводника с донорной примесью уже при комнатной температуре в миллиард раз больше, чем в химически чистом кремнии.

Для создания тока в полупроводнике с донорной примесью его уже не нужно нагревать. Такие полупроводники проводят ток и при комнатных температурах. Если же такой полупроводник нагреть, то к донорной проводимости добавится его собственная, т. е. кроме электронов, появятся еще и дырки.

Полупроводник с донорной проводимостью называется *полупроводником n-типа* (лат. *negativus* – отрицательный).

2. Акцепторная проводимость

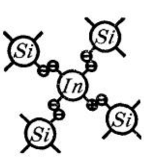


Рис. 131-2

Если в четырехвалентный кремний ввести атомы трехвалентного индия 1п, то три валентных электрона кремния вступят в ковалентную связь с тремя электронами индия, а рядом с четвертым электроном кремния окажется свободное (вакантное) место – дырка (рис. 131-2). Если этот электрон перепрыгнет в дырку, то новая дырка окажется на том месте, где он был раньше. В отсутствие электрического поля дырки будут кочевать по полупроводнику хаотически. Если же его поместить в электрическое поле, то на тепловое хаотическое движение дырок наложится их упорядоченное движение в направлении силовых линий поля, т. е. по полупроводнику пойдет ток.

Проводимость полупроводников, обусловленная наличием в нем дырок, называется *акцепторной*, а вещество, привнесшее их в основной полупроводник, – акцептором. В нашем примере акцептор – индий (лат. *acceptor* – приемник).

Подчеркнем, что *акцептором может быть вещество, валентность которого меньше валентности основного полупроводника*.

Полупроводник с акцепторной проводимостью проводит ток при низких, в том числе и комнатных температурах.

Акцепторная проводимость называется также *проводимостью р-типа* (от лат. *pozitiv* – положительный).

Вывод: *если валентность примеси больше валентности основного полупроводника, то его проводимость донорная, а если меньше, – то акцепторная*.

Примесные проводники гораздо удобнее и экономичнее собственных, поскольку их не нужно нагревать до высоких температур и, кроме того, концентрация носителей зарядов в них значительно выше, чем в собственных. Благодаря этим достоинствам примесные полупроводники нашли широчайшее применение в электронной технике.

132. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД И ЕГО СВОЙСТВА

Вплавим в полупроводник *n*-типа (например, на пластинку кремния) с электронной проводимостью полупроводник *р*-типа (например, каплю индия), проделав это в стерильной среде, например в вакууме или в атмосфере инертного газа. Вследствие диффузии ближайшие к месту сплава электроны из *n*-полупроводника проникнут через границу, разделяющую эти полупроводники, в полупроводник *р*-типа. В свою очередь, дырки из полупроводника *р*-типа продиффундируют в полупроводник *n*-типа. В результате этих переходов вблизи границы раздела полупроводников в полупроводнике га-типа появится тонкий слой, насыщенный дырками, а в полупроводнике *р*-типа – слой, насыщенный электронами. Между этими разноименно заряженными слоями возникнет электрическое поле напряженностью $\vec{E}$, направленное от слоя, насыщенного дырками к слою, насыщенному электронами, т. е. от плюса к минусу (рис. 132-1).

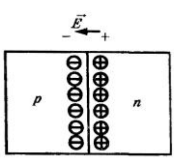


Рис. 132-1

При некотором количестве электронов, проникших в *р*-полупроводник, они начнут отталкивать другие электроны п-полупро-водника, препятствуя дальнейшей диффузии их в р-полупроводник. В свою очередь дырки, проникшие в *n*-полупроводник из *р*-полупроводника, когда их будет достаточно много, станут препятствовать дальнейшему проникновению туда других дырок, отталкивая их. В конце концов диффузия электронов и дырок через границу раздела полупроводников прекратится и вблизи границы возникнет особый пограничный слой, называемый *р-n-переходом*.

При движении через границу раздела некоторые электроны и дырки, встречаясь, будут рекомбинировать друг с другом, из-за чего *р-n*-переход окажется обедненным носителями зарядов, т. е. их в области перехода будет значительно меньше, чем в остальных областях полупроводников. Поэтому сопротивление *р-n*-перехода будет значительно больше, чем сопротивление других участков полупроводников. Оно будет почти таким же, как сопротивление диэлектриков. При этом толщина *р-n*-перехода чрезвычайно мала, порядка 10^{-6} м, т. е. составляет тысячные доли миллиметра.

Основное свойство *р-n*-перехода: *сопротивление р-n-перехода во много раз больше сопротивления остальных частей полупроводника*.

Несмотря на отталкивание, некоторым электронам *n*-полупроводника удастся проникнуть в *р*-полупроводник еще глубже, за границу *р-n*-перехода, правда таких электронов в *р*-полупроводнике будет чрезвычайно мало по сравнению с количеством дырок *р*-полупроводника. Поэтому в *р*-полупроводнике дырки называются *основными носителями зарядов*, а продиффундировавшие в него электроны – *неосновными*. Точно так же *электроны п-полупроводника называются основными носителями зарядов в нем, а дырки, которым удалось проникнуть поглубже в п-полупроводник, преодолев отталкивание дырок р-п-перехода, — неосновными носителями зарядов*.

Таким образом, *электроны в п-полупроводнике – основные носители зарядов, а дырки в нем — неосновные. В свою очередь, дырки в р-полупроводнике – основные носители зарядов, а электроны в нем – неосновные*.

Включим полупроводник с *p*-*n*-переходом в электрическую цепь так, как показано на рис. 132-2.

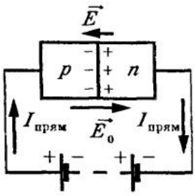


Рис. 132-2

Положительный полюс источника тока соединим с *p*-областью (в которой, напомним, много дырок и мало электронов), а отрицательный полюс источника тока – с *n*-областью полупроводника (в которой много электронов и мало дырок). При этом в полупроводнике возникнет электрическое поле напряженностью $\vec{E}_0$, созданное источником тока и направленное из *p*-области в *n*-область. Величина вектора напряженности этого поля $\vec{E}_0$ будет значительно больше величины вектора напряженности $\vec{E}$ поля *p*-*n*-перехода и, кроме того, эти векторы будут антинацравлены друг другу, поэтому результирующее поле будет направлено из *p*-области в *n*-область. Через *p*-*n*-переход из *p*-области потекут основные носители зарядов – дырки, которые будут отталкиваться от положительного полюса источника тока (ведь заряд дырок тоже положительный), т. е. пойдет ток. Из-за подавления полем $\vec{E}_0$ поля $\vec{E}$ толщина *p*-*n*-перехода уменьшится и сопротивление его упадет. Поскольку дырок в *p*-области много, а сопротивление перехода стало значительно меньше, чем в отсутствие тока, сила тока, текущего через *p*-*n*-переход, будет достаточно велика. Такой ток называется *прямым током*.

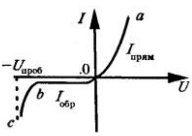


Рис. 132-3

Сила прямого тока $I_{пр}$ будет зависеть от напряжения U на полупроводнике. На рис. 132-3 изображена вольтамперная характеристика *p*-*n*-перехода, т. е. графическая зависимость силы тока, текущего через *p*-*n*-переход, от приложенного к полупроводнику напряжения.

Из графика следует, что сила прямого тока $I_{пр}$ растет с увеличением напряжения U очень быстро и нелинейно (не прямо пропорционально ему, поэтому эта часть $0a$ графика изображена кривой линией). Следовательно, здесь не выполняется закон Ома для участка цепи.

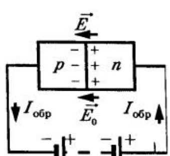


Рис. 132-4

Теперь обратимся к схеме, изображенной на рис. 132-4. На этой схеме p-область соединена с отрицательным полюсом источника тока, а га-область – с положительным. При таком соединении поле напряженностью $\vec{E}_0$, созданное в полупроводнике источником тока, будет сонаправлено с полем *p*-*n*-перехода напряженностью $\vec{E}$ так как как оно будет направлено из *n*-области в *p*-область.

Основные заряды *p*-области – дырки – будут оттягиваться от *p*-*n*-перехода, поскольку их будет притягивать отрицательный полюс источника тока, подключенный к *p*-области, а основные заряды *n*-области – электроны тоже будут оттянуты от перехода, так как их будет притягивать положительный полюс источника, подключенный к *n*-области. В результате толщина *p*-*n*-перехода увеличится и его сопротивление возрастет. Через *p*-*n*-переход из *n*-области потекут дырки (ведь ток это упорядоченное движение положительных зарядов, т. е. дырок), которые в *n*-области являются неосновными носителями зарядов потому что их там с чень мало. Из-за этого, а также из-за того, что сопротивление *p*-*n*-перехода стало велико, сила тока, текущего через него, будет очень маленькой, во много раз меньше силы прямого тока. Такой ток называетвя *обратным током*.

Таким образом, *прямой ток создают основные носители зарядов полупроводника, а обратный – неосновные*.

На рис. 132-3 участок $0b$ вольтамперной характеристики *p*-*n*-перехода характеризует зависимость силы обратного тока $I_{обр}$ от приложенного к полупроводнику напряжения U. Из-за малого числа неосновных носителей зарядов, текущих через *p*-*n*-переход, сила обратного тока практически не зависит от напряжения, поэтому участок $0b$ идет параллельно оси напряжений. Так будет до тех пор, пока приложенное отрицательное напряжение не достигнет величины пробоя $U_{проб}$. При превышении напряжения пробоя *p*-*n*-переход будет пробит, т. е. потеряет свои свойства диэлектрика, и модуль силы тока $I_{обр}$ начнет быстро увеличиваться. При этом прибор, содержащий *p*-*n*-переход, будет безнадежно испорчен.

Таким образом, *p-n-переход обладает свойством пропускать ток в одном направлении и почти не пропускать в обратном. Это свойство p-n-перехода используется в полупроводниковых диодах для выпрямления переменного тока*.

133. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД

Полупроводниковый диод представляет собой кристалл кремния или германия, имеющий *p*- и *n*-области, на границе которых создан *p-n*-переход. Этот кристалл заключен в металлический или стеклянный корпус для защиты от внешних воздействий. К областям с *p*- и *n*-проводимостью подсоединены выводы для включения диода в цепь.

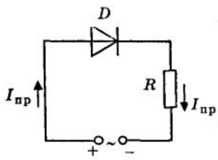


Рис. 133-1

На рис. 133-1 изображена цепь, в которую включен источник переменного тока, полупроводниковый диод *D* и некоторый потребитель сопротивлением *R*. Когда на левом полюсе источника переменного тока плюс, полупроводник пропускает ток в прямом направлении. Через половину периода знаки на полюсах источника поменяются на противоположные, и через диод потечет обратный ток, который в сотни тысяч раз меньше прямого, поэтому им можно пренебречь. Еще через половину периода знаки на полюсах источника вновь поменяются, и через диод снова будет течь прямой ток и т. д. Таким образом, по нагрузке *R* через каждые полпериода будет течь в одном направлении прямой ток, а в течение второй половины периода его не будет, поэтому такое выпрямление называется *однополупериодным*. График однополупериодного выпрямления, т. е. зависимость силы тока, текущего через диод, от времени его прохождения, изображен на рис. 133-2.

Рис. 133-2

При однополупериодном выпрямлении происходят потери энергии в течение тех половинок периода, когда источник тока включен, а ток в нагрузку не поступает. Чтобы их избежать, применяют двухполупериодное выпрямление переменного тока. На рис. 133-3 изображена схема для двухполупериодного выпрямления, в которую включены четыре диода, источник переменного тока и нагрузка *R*.

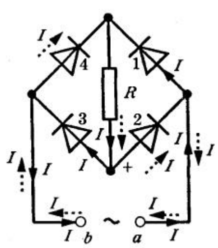


Рис. 133-3

Пусть в течение одной половины периода колебаний переменного тока правый полюс *a* источника тока положительный, а левый *b* – отрицательный. Тогда ток пойдет от полюса *a* через полупроводник 1, затем спустится по нагрузке *R* сверху вниз и через полупроводник 3 – к полюсу *b*. На рис. 133-3 этот ток показан сплошными стрелками. При этом диоды 2 и 4 будут заперты, т. е. прямой ток через них идти не будет. Через полпериода полюса источника поменяют знаки на противоположные. При этом прямой ток будет течь от полюса *b* через диод 4, затем опять по нагрузке *R*, затем через диод 2 к полюсу *a*.

На рис. 133-3 этот ток показан штриховыми стрелками. При этом в течение обеих половин периода ток по нагрузке *R* будет течь в одном направлении, изменяясь лишь по величине.

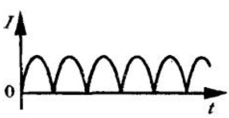


Рис. 133-4

Такое выпрямление переменного тока называется *двухполупериодным*, а ток в нагрузке – *пульсирующим*. График двухполупериодного выпрямления показан на рис. 133-4.

Выпрямляющие свойства полупроводниковых диодов характеризуют их *коэффициентом выпрямления* k.

Коэффициент выпрямления полупроводникового диода равен отношению силы прямого тока, текущего через диод, к силе обратного тока,

$$\boxed{k = \frac{I_{прям}}{I_{обр}}}$$

Коэффициент выпрямления современных полупроводниковых диодов может достигать очень большой величины, так как сила прямого тока в них может превышать силу обратного в миллионы раз. При этом они гораздо компактнее вакуумных диодов, в них отсутствуют потери энергии на накал катода, они отличаются высоким КПД и дешевизной. При площади контакта менее квадратного миллиметра они могут пропускать токи силой в несколько ампер, и при этом обратный ток не будет превышать микроампера.

Но у всех полупроводниковых приборов есть крупный недостаток: они сразу и непоправимо выходят из строя в условиях повышенной радиации, поскольку в них появляется при этом огромное количество новых электронов и дырок, что сопровождается полным изменением их характеристик и невозможностью дальнейшего использования. Кроме того, полупроводниковые диоды могут работать лишь в ограниченном интервале температур: не ниже –70°C и не выше 125°C (у германиевых – не выше 80°C). При температурах ниже –70°C резко возрастает удельное сопротивление полупроводника, а при температурах выше 125°C на примесную проводимость накладывается собственная проводимость. При этом резко возрастает число носителей зарядов, из-за чего ухудшаются рабочие свойства диода.

134. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ТРИОД – ТРАНЗИСТОР

В современной радиотехнике и электронике широкое применение получили *полупроводниковые триоды – транзисторы*. Различают транзисторы с *p-n-p*-переходом и с *n-p-n*-переходом в зависимости от чередования в них областей с разными типами проводимости.

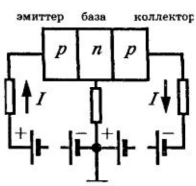
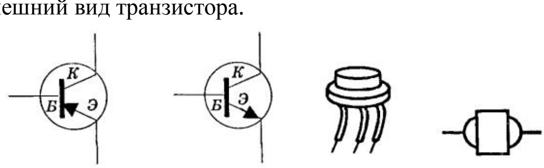


Рис. 134-1

Рассмотрим устройство и принцип действия транзистора с *p-n-p*-переходом (рис. 134-1). Его средняя часть с полупроводником *n*-типа называется базой. К базе прилегают полупроводники *p*-типа, которые называются *эмиттером* и *коллектором*. Обычно базой служит полупроводник из германия с *n*-проводимостью, в который с обеих сторон вплавляют индий с *p*-проводимостью. При этом концентрация свободных электронов в базе меньше концентрации дырок в эмиттере и коллекторе.

На рис. 134-2, а показано изображение на схемах транзистора *p-n-p*-типа, когда эмиттером Э и коллектором К служат полупроводники с акцепторной проводимостью, а базой Б – с донорной. На рис. 134-2, б показано изображение на схемах транзистора *n-p-n*-типа, когда эмиттером и коллектором являются полупроводники *n*-типа, а базой – *p*-типа. На рис. 134-2, в изображен внешний вид транзистора.



а б в г

Рис. 131-1

Для того чтобы в базе не рекомбинировали основные носители зарядов с неосновными, базу делают очень тонкой, так, чтобы ее толщина была меньше длины свободного пробега неосновных носителей зарядов. Площадь контактного слоя на переходе эмиттер-база делают значительно меньше площади контактного слоя на переходе база-коллектор, чтобы в коллектор попали все носители зарядов, идущие через базу от эмиттера. Обычно при изготовлении транзистора *p-n-p*-типа на кристалл германия с донорной проводимостью наносят две капли расплавленного индия разного объема с акцепторной проводимостью (рис. 134-2, г).

Подключим к эмиттеру источник тока так, чтобы через него шел прямой ток (см. рис. 134-1). Возникшее при этом в нем электрическое поле понесет из эмиттера в базу через *p-n*-переход основные носители зарядов – дырки. При этом *ширина p-n-перехода уменьшится и его сопротивление упадет*.

Проникнув в базу, дырки будут продолжать двигаться под действием поля к коллектору и переходить в него через *n-p*-переход. Но теперь дырки будут двигаться из базы с *n*-проводимостью, т. е. оттуда, где они являются неосновными носителями зарядов, поэтому через переход база-коллектор (т. е. *n-p*-переход) потечет обратный ток, вследствие чего ширина *n-p*-перехода увеличится и его сопротивление возрастет.

Если ток в цепи эмиттера увеличить в несколько раз, то во столько же раз возрастет ток в цепи коллектора, поскольку число дырок, текущих через эмиттер и коллектор, одинаково. Но поскольку сопротивление второго запорного слоя с *n-p*-переходом значительно больше, чем первого с *p-n*-переходом, то одинаковое возрастание тока в цепях эмиттера и коллектора будет сопровождаться значительно большим ростом напряжения на втором запорном слое, чем на первом, поскольку напряжение при одинаковом токе больше там, где больше сопротивление. Следовательно, *транзистор усиливает напряжение на переходе база-коллектор, причем это усиление происходит за счет энергии источника тока в цепи коллектора*.

Современные *германиевые усилители* позволяют усиливать напряжение и мощность тока в десятки тысяч раз.

На рис. 134-3 изображено применение транзистора в качестве *электронного реле*, позволяющего включать и выключать ток в лампе Л со скоростью до тысяч раз в секунду, какой обычными механическими переключениями добиться невозможно.

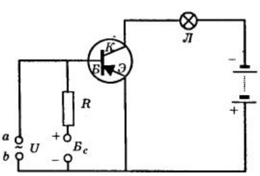


Рис. 134-3

Положительный полюс источника $Б_c$ (батареи смещения) через резистор *R* соединен с базой *Б*, повышая ее потенциал, а переменное напряжение *U* изменяет потенциал базы с заданной частотой, то еще более повышая его, то понижая. Когда клемма a источника переменного напряжения положительна, потенциал базы столь высок, что она отталкивает дырки, текущие из эмиттера через р-п-переход, и ток в цепи лампы *Л* отсутствует. Когда же клемма a отрицательна, потенциал базы понижается (становится отрицательным относительно эмиттера). Дырки поступают из эмиттера в базу, затем из нее – в коллектор, и лампочка *Л* загорается. И эти включения и выключения будут происходить с частотой переменного напряжения на клеммах ab, которое можно задавать произвольно.

В современной технике полупроводниковые приборы играют огромную и все возрастающую роль. Ведь возникновение носителей зарядов в них может быть обусловлено не только тепловым эффектом, но и механическим воздействием, световым излучением, токами высокой частоты, ионизирующим излучением и т. д. На возникновении ЭДС при освещении полупроводника основано действие *полупроводниковых фотоэлементов, солнечных батарей*, находящих применение в энергопитании спутников и космический кораблей. На свойстве полупроводников изменять число носителей зарядов под механическим воздействием основан принцип действия *тензодатчиков* – очень чувствительных приборов, способных измерять величину давления в широких пределах. На свойстве электронных пучков генерировать в полупроводниках дополнительное количество зарядов основано действие *полупроводниковых лазеров*. Наряду с отдельными электронными приборами разработаны интегральные микросхемы, имеющие много функций и изготавливаемые в едином технологическом процессе. Все современные ЭВМ используют полупроводниковые приборы.

135. ТЕРМИСТОРЫ И ФОТОРЕЗИСТОРЫ. СОЛНЕЧНЫЕ БАТАРЕИ. ПОНЯТИЕ О МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ

Зависимость сопротивления проводников от температуры используется для измерения как сверхнизких (до 4 К), так и сверхвысоких (до 1300 К) температур. Такие приборы называются *термисторами* (*терморезисторами*). Термисторы чрезвычайно долговечны и сравнительно недороги. С их помощью можно измерять температуру на расстоянии от тела, изучающего тепло, благодаря их высокой чувствительности, поэтому термисторы применяют в пожарном деле, при охране объектов, для обнаружения источников тепловой энергии, в том числе людей и животных.

При освещении полупроводника энергия света поглощается атомами полупроводника и передается валентным электронам. Если этой дополнительной энергии хватает для разрыва ковалентной связи, электрон покидает свой атом и становится свободным, а на его месте образуется дырка. Таким образом, воздействие света приводит к увеличению числа носителей зарядов в полупроводнике и уменьшению его сопротивления. Это явление называют *внутренним фотоэффектом* в полупроводниках. Оно применяется в разнообразных *датчиках* и *автореле*. Если такой датчик включить в электрическую цепь, то при отсутствии света его сопротивление велико и ток по цепи не идет. Но стоит свету (даже очень слабому) попасть на датчик, как сопротивление датчика резко упадет и в цепи возникнет ток, включив сигнализацию. С помощью этого прибора можно контролировать размеры различных деталей и качество обработки поверхностей.

Полупроводники с *p*-*n*-переходом могут служить источниками дешевой электроэнергии, поскольку между областями с *p*- и *n*-проводимостью существует разность потенциалов: потенциал *p*-области выше, а *n*-области – ниже. Если такой полупроводник включить в цепь и направить на *p*-*n*-переход луч света, то сопротивление перехода резко уменьшится и по цепи пойдет ток. Подобные устройства называют *солнечными батареями*. Они миниатюрны, дешевы и долговечны, поэтому их устанавливают на спутниках и космических кораблях. С помощью солнечных батарей можно обогревать помещения, на таких батареях работают электромобили – автомобили, не требующие бензина.

С открытием свойств полупроводников возникла и стала быстро развиваться *микроэлектроника* – область электроники, в которой рассматриваются проблемы создания различных электронных устройств в едином технологическом процессе (т. е. всех сразу) и в миниатюрном исполнении. На крошечную пластинку из полупроводника в вакууме напыляется сразу вся схема, которая включает в себя проводники, диэлектрики, слои примесей и т. д. Здесь можно одновременно нанести тысячи транзисторов, диодов, конденсаторов и резисторов. Такие схемы называются *интегральными микросхемами*. Вся схема может быть выполнена в одном крошечном кристалле размерами в несколько кубических миллиметров, а отдельные участки такой микросхемы могут иметь размеры порядка нескольких микрон (микромеров).

Благодаря развитию и успехам микроэлектроники память современных компьютеров и скорость обработки информации увеличилась с момента их создания в десятки тысяч раз.

136. ТОК В ЭЛЕКТРОЛИТАХ. ЭЛЕКТРОЛИЗ. ЗАКОНЫ ФАРАДЕЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОЛИЗА

Электролитами называют вещества, распадающиеся в жидком состоянии на ионы. К ним относятся кислоты, соли и основания, а также их расплавы.

Если любое из этих веществ поместить в воду, относительная диэлектрическая проницаемость которой равна 81, то в воде в 81 раз уменьшатся силы притяжения между ионами разных знаков в молекулах этих веществ, в результате чего эти молекулы распадутся на положительные ионы – катионы и отрицательные ионы – анионы. Этот процесс называется *диссоциацией*.

Способность разных веществ к диссоциации характеризуется их *степенью диссоциации*, т. е. числом распавшихся молекул в единицу времени или количеством образующихся ионов. Степень диссоциации зависит от растворяемого вещества, диэлектрической проницаемости растворителя и температуры.

В отсутствие внешнего электрического поля ионы электролита участвуют в тепловом хаотическом движении. При этом отдельные ионы противоположных знаков, могут приблизиться друг к другу и рекомбинировать, образовав нейтральную молекулу. При установившемся равновесии число ионов, образующихся в единицу времени вследствие диссоциации, равно числу рекомбинирующих ионов.

При помещении электролита во внешнее электрическое поле на тепловое хаотическое движение его ионов наложится их упорядоченное движение под действием сил этого поля. При этом положительные ионы станут двигаться в направлении силовых линий электрического поля, а отрицательные ионы – навстречу им. В электролите пойдет ток.

Ток в электролите – это упорядоченное движение ионов противоположного знака под действием электрического поля в электролите.

Рассмотрим прохождение тока в электролите на конкретном примере. Опустим в водный раствор медного купороса $CuSO_4$ два медных электрода и подсоединим их к полюсам источника постоянного тока (рис. 136-1).

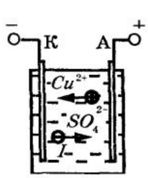


Рис. 136-1

Электрод, соединенный с отрицательным полюсом источника, называют катодом *К*, а с положительным – анодом *А*. Между электродами возникнет электрическое поле, направленное от положительного электрода – анода – к отрицательному электроду – катоду. Под действием этого поля положительные ионы меди Cu^{2+} станут дрейфовать к отрицательному катоду *К*, а отрицательные ионы SO_4^{2-} – к положительному аноду *А*.

В электролите пойдет ток, который будет течь от анода к катоду, т. е. в сторону движения положительных ионов.

При малом напряжении на электродах достигать их будет лишь небольшое число ионов электролита, так как большинство ионов будет увлечено тепловым хаотическим движением, поэтому сила тока в электролите будет невелика. С ростом напряжения на электродах все большее число ионов будет вовлечено в упорядоченное движение к электродам, поэтому сила тока с ростом напряжения будет возрастать, причем вначале она будет возрастать прямо пропорционально приложенному напряжению, т. е. при этом будет выполняться закон Ома для участка цепи.

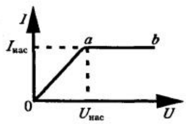


Рис. 136-2

На рис. 136-2 изображена вольт-амперная характеристика электролиза, т. е. графическая зависимость силы тока в электролите от напряжения на электроде. Участок $0a$ графика соответствует росту силы тока I в электролите прямо пропорционально приложенному к электродам напряжению U, т. е. на этом участке графика выполняется закон Ома для участка цепи.

Но так будет не при любых напряжениях. При некотором достаточно большом напряжении, называемом напряжением насыщения $U_{нас}$, силы притяжения ионов электролита к электродам станут настолько велики, что все ионы электролита окажутся вовлеченными в упорядоченное движение к электродам. Ток, соответствующий этому состоянию, называется током насыщения $I_{нас}$. Если продолжать повышать напряжение уже в состоянии насыщения, то будет расти скорость упорядоченного движения ионов, однако число ионов, достигающих электродов в единицу времени, теперь будет оставаться постоянным, поскольку все ионы, сколько их есть в электролите, теперь достигают электродов. Поскольку сила тока в электролите равна заряду, доходящему до электродов в единицу времени, то она тоже будет теперь оставаться постоянной (участок ab графика на рис. 136-2). Такое состояние называется *состоянием насыщения*.

Чтобы в состоянии насыщения увеличить силу тока, надо повысить температуру электролита, т. е. его нагреть. При этом усилится процесс диссоциации, так как за счет энергии нагревателя больше нейтральных молекул электролита распадется на ионы (ведь они при невысоких температурах диссоциируют не все). Число ионов в электролите возрастет, и сила тока увеличится (участок bc).

Проводимость электролитов ионная. Вследствие этого электролиты относятся к проводникам второго рода. В таких проводниках при прохождении тока происходит перенос вещества, в отличие от проводников первого рода – металлов, в которых при прохождении тока переноса вещества не происходит.

Дойдя до катода, катионы Cu^{2+} отнимут у него по два недостающих электрона и осядут на катоде в виде атомов меди. В результате на катоде будет выделяться медь и толщина его будет увеличиваться. Анионы SO_4^{2-}, выделившись на медном аноде, вступят здесь с медью в химическую реакцию, вследствие которой образуются новые молекулы $CuSO_4$, которые в свою очередь диссоциируют в растворе. В результате анод будет как бы растворяться, т. е. толщина его будет уменьшаться.

Явление выделения вещества на электродах при прохождении в электролите электрического тока называется электролизом.

Рассмотренное нами явление электролиза применяется при *рафинировании меди*, т. е. получении чистой меди из медной руды. При этом сама руда служит анодом, который, растворяясь, отдает ионы меди электролиту. Затем эти ионы меди перекочевывают на катод, а посторонние вещества, содержащиеся в руде, выпадают в осадок.

В 1833 г. английский ученый М. Фарадей, изучая экспериментально явление электролиза разных веществ, открыл закон, получивший название *1-го закона Фарадея для элетролиза: масса вещества т, выделившегося на электроде при электролизе, прямо пропорциональна заряду д, прошедшему через электролит,*

$$\boxed{m = kq} \qquad (136.1)$$

Коэффициент пропорциональности k в этой формуле называется *электрохимическим эквивалентом вещества*, выделяющегося на электроде.

Физический смысл электрохимического эквивалента: *электрохимический эквивалент вещества численно равен массе вещества, выделившегося на электроде при прохождении через электролит единичного заряда*.

Электрохимический эквивалент – скалярная положительная величина. Его единица измерения в СИ – кг/Кл. Но поскольку масса вещества, выделяющегося на электроде при прохождении через электролит заряда в 1 Кл, очень невелика, то чаще используют внесистемную единицу электрохимического эквивалента 1 мг/Кл.

$$1\ \frac{\text{мг}}{\text{Кл}} = 1\ \frac{\text{кг}}{\text{Кл}}.$$

Величина электрохимического эквивалента разных веществ приводится в справочниках и задачниках по физике.

Поскольку из определения силы тока, следует, что

$$q = It,$$

то подставив это выражение вместо q в формулу (136.1), получим другую запись 1 закона Фарадея для электролиза:

$$m = kIt \tag{136.2}$$

Здесь I – сила тока в электролите, t – время его прохождения, т. е. время электролиза.

Другая формулировка 1-го закона Фарадея для электролиза: *масса вещества, выделившегося на электроде при электролизе, прямо пропорциональна силе тока в электролите и времени его прохождения*.

При электролизе выделение вещества происходит одновременно на обоих электродах. Поскольку при этом на катоде и аноде выделяются разные вещества, их массы различны, так как различны их электрохимические эквиваленты.

Рассмотрим вывод закона Фарадея для электролиза, открытого экспериментально, исходя из классической теории электропроводности веществ.

Пусть в процессе электролиза на катоде выделилось N ионов вещества. Обозначим массу каждого иона $m_и$. Тогда масса всего выделившегося вещества m равна произведению массы одного иона на их число:

$$m = m_и N \tag{136.3}$$

Массу одного иона можно определить отношением молярной массы вещества M к числу ионов в моле вещества, т. е. к числу Авогадро:

$$m_и = \frac{M}{N_A} \tag{136.4}$$

Подставим (136.4) в (136.3):

$$m = \frac{M}{N_A} N \tag{136.5}$$

Количество ионов N, выделившихся за время t на катоде, можно определить отношением всего заряда q, прошедшего через электролит за это время, к заряду одного иона $q_И$:

$$N = \frac{q}{q_И}.$$

Заряд одного иона равен произведению заряда электрона e на число валентных электронов, т. е. на валентность данного вещества n (встречается другое обозначение валентности – Z):

$$q = ne,$$

поэтому

$$N = \frac{q}{ne} \tag{136.6}$$

Подставим (136.6) в (136.5):

$$\boxed{m = \frac{M}{N_A ne} q} \qquad (136.7)$$

или с учетом, что $q = It$,

$$m = \frac{M}{N_A ne} It \qquad (136.8)$$

Выражение $\frac{M}{N_A ne}$ есть постоянная для данного вещества величина, поэтому его можно заменить одной величиной, характеризующей способность данного вещества к электролизу. Из сравнения формул (136.1) и (136.2) и (136.8) следует, что отношение $\frac{M}{N_A ne}$ это и есть электрохимический эквивалент вещества k:

$$k = \frac{M}{N_A ne} \qquad (136.9)$$

Произведение числа Авогадро N_A на элементарный заряд e называется числом Фарадея и обозначается буквой F:

$$F = N_A e = 6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Кл/моль} = 9{,}6 \cdot 10^{4}\ \text{Кл/моль} \qquad (136.10)$$

Физический смысл числа Фарадея: *число Фарадея показывает, что при прохождении через раствор электролита заряда в* $9{,}6 \cdot 10^4$ Кл *на электроде выделится один моль любого вещества*.

С учетом (136.9) закон Фарадея (136.8) можно записать так:

$$\boxed{m = \frac{1}{F} \frac{M}{n} It} \qquad (136.11)$$

Выражение (136.11) иногда называют *объединенным законом Фарадея для электролиза*. Его формулировка: *масса вещества, выделившегося на электроде при электролизе, прямо пропорциональна молярной массе этого вещества, силе тока в электролите, времени электролиза и обратно пропорциональна валентности этого вещества*.

Отношение молярной массы вещества М к его вален тности n в электрохимии называют химическим эквивалентом вещества χ:

$$\chi = \frac{M}{n} \qquad (136.12)$$

Разделим (136.9) на (136.12):

$$\frac{k}{\chi} = \frac{Mn}{N_A neM} = \frac{1}{N_A e} = \frac{1}{F} = const\,. \qquad (136.13)$$

Можно записать для двух разных веществ это выражение так:

$$\frac{k_1}{\chi_1} = \frac{k_2}{\chi_2} \qquad (136.14)$$

Выражение (136.13) и (136.14) в электрохимии называют *вторым законом Фарадея для электролиза*:

электрохимические эквиваленты веществ, выделившихся на электроде при электролизе, прямо пропорциональны их химическим эквивалентам,

или

отношение электрохимического эквивалента вещества к его химическому эквиваленту есть величина постоянная для всех веществ.

Электролиз веществ находит широчайшее применение в современной промышленности. На этом явлении основано получение химически чистых металлов из их руд, получение прочных и однородных покрытий – *гальваностегия*, изготовление идеально точных рельефных отпечатков – гальванопластика и другие технологические процессы.

137. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Тот факт, что для выделения одного моля любого вещества на электроде при электролизе всегда требуется одинаковый заряд, привело ученых к мысли, что существуют частицы, несущие наименьший заряд. Так возникла гипотеза о существовании минимального, т. е. элементарного заряда, который разделить на еще меньшие заряженные частицы уже невозможно. Причем гипотеза возникла задолго до открытия электрона, ведь Фарадей открыл свой закон в 30-х годах XIX столетия, а электрон был открыт в конце XIX – начале XX века. Тем не менее, закон Фарадея для электролиза (136.8) позволяет определить заряд электрона непосредственно из эксперимента. Согласно (136.8)

$$e = \frac{MIt}{mN_A n} \quad – \quad \text{заряд электрона.} \qquad (137.1)$$

Например, эксперимент показал, что при электролизе за t = 25 мин на катоде выделилось m = 0,29 г меди. Сила тока в электрохимической ванне была I = 0,6 А, валентность меди n = 2, ее молярная масса M = 0,064 кг/моль.

Выразим все величины в единицах СИ:

$$25 \text{ мин} = 25 \cdot 60 \text{ с} = 1500 \text{ с}, \; 0{,}29 \text{ г} = 2{,}9 \cdot 10^{-4} \text{ кг}.$$

Подставим их в (137.1) и вычислим величину элементарного заряда:

$$e = \frac{0{,}064 \cdot 0{,}6 \cdot 1500}{2{,}9 \cdot 10^{-4} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 2} \text{ Кл} = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Спустя 70 лет после открытия закона Фарадея для электролиза в опытах американского физика Р. Милликена и русского академика А. Ф. Иоффа был экспериментально определен элементарный электрический заряд – заряд электрона. Он оказался равным $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Так гипотеза о существовании минимального заряда, вытекающая из закона Фарадея для электролиза, получила почти сто лет спустя строгое экспериментальное подтверждение.

138. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ГАЗАХ. НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ И САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДЫ

Газ при нормальных условиях является диэлектриком, так как он содержит очень мало носителей зарядов по сравнению с количеством нейтральных атомов и молекул в нем. В земной атмосфере под воздействием космических лучей и радиоактивных излучений естественного и искусственного происхождения ежесекундно в каждом 1 см^3 рождается несколько пар ионов противоположного знака и электронов, тогда как согласно числу Лошмидта при нормальных условиях в 1 см^3 воздуха содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ нейтральных молекул воздуха. Из сравнения этих чисел становится ясно, что столь малое количество заряженных частиц не может обеспечить проводимость сухого воздуха.

Чтобы газ стал проводником тока, его надо ионизировать, т. е. расщепить нейтральные молекулы и атомы газа на ионы и электроны. Таким образом, *носителями тока в газе являются положительные и отрицательные ионы и электроны*.

Ионизация газа — это расщепление его нейтральных молекул и атомов на ионы противоположных знаков и электроны.

Для ионизации газа необходим ионизатор, энергия которого пойдет на расщепление молекул и атомов газа. Ионизаторами могут быть высокая температура (пламя), рентгеновские ультрафиолетовые или гамма-лучи (т. е. короткие электромагнитные волны) и источники быстрых заряженных частиц, например катодные лучи.

Ионизация газа, возникающая вследствие столкновений атомов и молекул газа при высокой температуре, называется *термической ионизацией*.

Ионизация газа, возникающая вследствие воздействия на него электромагнитными волнами высокой частоты (ультрафиолетовым светом, рентгеновскими лучами или гамма-квантами), называется *фотоионизацией*.

Ионизация газа, возникающая при ударе атома или молекулы электрона с большой кинетической энергией, называется ионизацией *электронным ударом*.

В отсутствие внешнего электрического поля ионы и электроны ионизированного газа участвуют в тепловом хаотическом движении. При этом заряды противоположных знаков могут, притянувшись друг к другу, рекомби-нировать. При установившемся равновесии число вновь рождающихся зарядов равно числу рекомбинирующих.

В результате ионизации газ становится проводником тока. Если в ионизированном газе создать электрическое поле, то на хаотическое движение ионов и электронов наложится их упорядоченное движение. При этом положительные ионы газа станут двигаться в направлении силовых линий поля, а отрицательные ионы и электроны – в противоположном направлении, и в газе пойдет ток.

Ток в газе или газовый разряд – это упорядоченное движение положительных и отрицательных ионов и электронов под действием внешнего электрического поля.

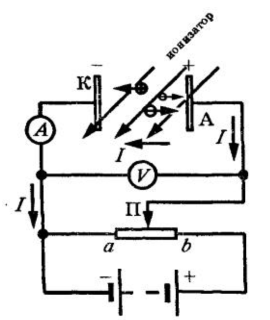


Рис. 138-1

Пусть ионизированный газ находится между двумя электродами – катодом и анодом – подключенными к полюсам источника тока. Построим *вольтамперную характеристику* газового разряда, т. е. зависимость силы тока I в газе от напряжения U на электродах.

Будем увеличивать напряжение, перемещая ползунок потенциометра *П* от точки *a* к точке *b*, и измеряя его с помощью вольтметра *V*, подключенного к электродам параллельно, а силу тока *I* будем измерять с помощью амперметра *A*, подключенного к ним последовательно (см. схему на рис. 138-1). Такая схема называется схемой для снятия вольтамперной характеристики газового разряда.

Вольтамперная характеристика газового разряда, полученная с помощью такой схемы, изображена на рис. 138-2. Рассмотрим ее отдельные участки.

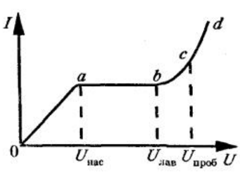


Рис. 138-2

Когда напряжение на электродах мало, не все ионы и электроны газа достигают электродов, и сила тока поэтому тоже невелика. Будем увеличивать напряжение на электродах, перемещая ползунок потенциометра вправо. При этом все большее число ионов и электронов газа, участвующих в тепловом хаотическом движении, будут дрейфовать к электродам, т. е. двигаться одновременно вдоль силовых линий тока за счет работы сил электрического поля $A = qU$, где q – заряд, достигающий электродов, а U – напряжение на них.

Поскольку сила тока в газе равна заряду, долетающему до электродов в единицу времени, то с ростом напряжения на электродах сила тока в нем тоже станет расти, причем она будет расти прямо пропорционально приложенному напряжению. Этому росту соответствует участок Оа графика, т. е. на этом участке выполняется закон Ома для участка цепи.

Однако так будет не при любых напряжениях на электродах. При достижении некоторого достаточно большого напряжения, называемого *напряжением насыщения* $U_{нас}$, все ионы и электроны, образующиеся в газе за единицу времени, будут достигать электродов. Если продолжать увеличивать напряжение, то за счет работы поля будет увеличиваться скорость упорядоченного движения зарядов, но число зарядов, долетающих до электродов в единицу времени, расти перестанет, так как все они, сколько их образуется в газе за единицу времени, теперь долетают до электродов. Поэтому при превышении напряжения насыщения сила тока в газе расти не будет. Такой ток называется *током насыщения*, а состояние газа – *состоянием насыщения*. Состоянию насыщения на графике соответствует участок ab.

Однако при достижении некоторого напряжения $U_{нас}$ кинетическая энергия электронов, разогнанных сильным электрическим полем $\frac{m\upsilon^2}{2} = eU$, станет так велика, что они, столкнувшись со встречным нейтральным атомом, могут выбить из него новые электроны, т. е. ионизировать его. Эти новые электроны в сильном электрическом поле тоже приобретают энергию, достаточную для совершения ими ионизации других нейтральных молекул и атомов, в результате чего число ионов и электронов станет лавинообразно нарастать. Возникнет *лавинный разряд*, при котором сила тока станет вновь расти (участок bc графика).

Важно отметить, что весь процесс в газе, соответствующий участку $0c$ графика, происходит при действующем ионизаторе, создающем в газе за каждую единицу времени все новые и новые заряды. Если при напряжениях от 0 до $U_{нас}$ выключить ионизатор, то разряд в газе прекратится, потому что часть зарядов уйдет на электроды, а часть рекомбинирует, и взяться новым зарядам будет неоткуда. Такой разряд называется несамостоятельным.

Несамостоятельный разряд – это газовый разряд, который может происходить только при наличии ионизатора.

Участок bc характеристики, соответствующий несамостоятельному разряду, используется в *пропорциональных счетчиках элементарных частиц*, так как на этом участке число новых электронов, получаемых в результате ионизации ударом, пропорционально числу первичных электронов. Несамостоятельный разряд на пучках быстрых электронов используется в *газовых лазерах*.

Если продолжать увеличивать напряжение, то при некотором весьма высоком напряжении, называемом *напряжением пробоя* $U_{проб}$ или *напряжением зажигания*, уже не только легкие электроны, но и массивные положительные ионы приобретут очень большую кинетическую энергию. При этом они начнут бомбардировать притягивающий их к себе катод K и выбивать из него новые электроны. Это явление называется *вторичной электронной эмиссией*. Кроме того, под ударами тяжелых ионов катод разогреется и из него начнется *термоэлектронная эмиссия*. Вблизи катода возникнет электрическое поле очень большой напряженности, под действием которого электроны катода сами без дополнительного воздействия станут покидать катод. Это явление называется *автоэлектронной эмиссией*. Все это приведет к резкому увеличению числа носителей зарядов в газе и, соответственно, к очень быстрому увеличению силы тока (участок cd графика).

Если в любой момент, соответствующий участку cd графика, прекратить действие внешнего ионизатора, то разряд в газе не прекратится, так как новые носители зарядов в газе уже будут рождаться за счет автоэлектронной, термоэлектронной и вторичной электронной эмиссий, т. е. за счет внутренних процессов в газе. Такой разряд называется *самостоятельным*.

Самостоятельный разряд – это газовый разряд, происходящий за счет внутренних процессов в газе, который может протекать без воздействия на газ внешнего ионизатора.

При самостоятельном разряде нейтральные молекулы и атомы газа, мимо которых пролетают высокоэнергичные ионы, приходят в возбужденное состояние. При этом их электроны перескакивают на более удаленные орбиты. Возвращаясь в стационарное состояние, эти атомы испускают порцию света – *фотон*, поэтому при самостоятельном разряде газ иногда светится. Фотоны света с малой энергией сами ионизировать атомы и молекулы не могут, но могут в свою очередь возбудить другие нейтральные молекулы и атомы, которые будет легче ионизировать встречным зарядам, т. е. возникает *фотоионизация*.

Таким образом, процессы при самостоятельном разряде, поддерживающие его, это вторичная электронная эмиссия, термоэлектронная эмиссия, ионизация ударом, автоэлектронная эмиссия и фотоионизация.

139. ТИПЫ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

1) *Тлеющий разряд* – разряд, возникающий в газе за счет ионизаторов естественного происхождения (космических лучей, грозы и др.) при очень низких давлениях в газе, порядка 40 мм рт. ст., и при высоких напряжениях, порядка 1000 В. При таком разрежении газа длина свободного пробега носителей зарядов становится так велика, что под действием сильного электрического поля они приобретают энергию, достаточную для поддержания самостоятельного разряда.

Поместим в трубку с газом два электрода и присоединим их к источнику высокого напряжения до 1000 В (рис. 139-1).

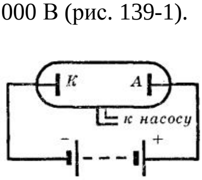


Рис. 139-1

Ток в такой цепи отсутствует, поскольку газ при атмосферном и более высоком давлении является изолятором.

Будем откачивать газ из трубки. Примерно при давлении $5 \cdot 10^3$ Па между катодом и анодом возникнет светящийся тонкий шнур. При дальнейшем откачивании шнур будет становиться все толще, пока при давлении примерно 600 Па не превратится в светящийся столб. Это и есть тлеющий разряд. Цвет его свечения зависит от того, какой газ находится в трубке. Воздух дает малиновое свечение, аргон – сине-зеленое, неон – красное, поэтому тлеющий разряд применяется в газоразрядных трубках, в сигнальных неоновых лампах.

Если продолжать откачивать газ, то темное пространство у катода, которое наблюдается в тлеющем разряде, будет удлиняться, а светящийся столб, примыкающий к аноду – укорачиваться. При очень низком давлении под ударами электронов, набравших очень большую скорость из-за отсутствия столкновений, начинает светиться стекло самой трубки.

В настоящее время широкое распространение получили лампы дневного света, в которых используются пары ртути. Они дают невидимое ультрафиолетовое излучение, под действием которого светится особое вещество, покрывающее стенку колбы лампы изнутри. Спектр этого свечения близок к дневному. Так невидимое ультрафиолетовое свечение паров ртути преобразуется в видимое. Лампы дневного света гораздо экономичнее ламп накаливания и значительно долговечнее, так как в них нечему перегорать, нет нити накала.

2) *Электрическая дуга* – самостоятельный разряд, возникающий при разведении соприкасавшихся заостренных угольных электродов, находящихся под напряжением в несколько десятков вольт.

Если подвести к двум соприкасающимся угольным электродам высокое напряжение, а затем их развести на малое расстояние, то между их заостренными концами возникает ослепительная дуга, а угли сильно раскаляются и будут светиться ярче самой дуги.

Дуговой разряд возникает из-за сильного сопротивления в месте контакта углей, вследствие чего здесь выделяется очень большое количество тепла и температура достигает десятка тысяч градусов. Процессом, поддерживающим дуговой разряд, является *термоэлектронная* эмиссия с поверхности раскаленного катода и *термическая ионизация газа*.

На угольном аноде образуется небольшое углубление – *кратер*. Это самое горячее место в дуге. В процессе горения сопротивление газового промежутка между углями невелико, а сила тока достигает сотен ампер.

Впервые такой разряд осуществил в 1802 г. русский ученый В. В. Петров. Дуговой разряд применяется при сварке металлов, при изготовлении мощных источников света, в дуговых лампах сверхвысокого давления, в ртутных выпрямителях и газовых усилителях.

3) *Коронный разряд* – самостоятельный разряд, возникающий вблизи электродов, имеющих большую кривизну поверхности (у острия), где напряженность электрического поля особенно велика. При этом ионизация газа происходит лишь в пространстве вблизи электрода с малым радиусом кривизны, т. е. вблизи острия. При коронном разряде атомы газа у острия электрода ионизируются электронным ударом в сильном электрическом поле. Примером коронного разряда являются так называемые *огни святого Эльма*, возникающие под действием атмосферного электричества на мачтах, вершинах деревьев.

Особую опасность коронный разряд представляет при передаче электроэнергии под большим напряжением по тонким проводам. Между двумя такими проводами или проводом и любым острием из-за их очень большой кривизны может возникнуть интенсивный коронный разряд, что ведет к значительным потерям электроэнергии и возможным авариям. Чтобы этого не случилось, три или четыре провода с помощью изолирующих распорок располагают параллельно по вершинам четырехугольника или треугольника так, чтобы между ними была пустота. Получается как бы пустотелый провод с меньшей кривизной, чем если бы это был одиночный проводник. Тем самым уменьшается возможность возникновения коронного разряда.

Применяется коронный разряд в *электрофильтрах*, служащих для очистки газа от заряженных частиц. Такие электрофильтры представляют собой цилиндрический катод и тонкий проволочный анод, между которыми создают сильное электрическое поле. Анод располагается по оси катода. При возникновении коронного разряда у анода ионы оседают на частицах пыли или дыма, сообщая им заряд. Заряженные частицы пыли или дыма под действием поля устремляются к электродам и оседают на них. В таких осадках содержатся многие полезные вещества, которые могут быть использованы. Подобные электрофильтры ставят в заводских трубах для очистки выходящих из них в атмосферу газов.

4) *Искровой разряд* – самостоятельный разряд, возникающий в газе при атмосферном давлении и очень большой напряженности электрического поля, порядка 10^6 В/м существующего в течение малого времени. Процессы, возбуждающие искровой разряд, это *фотоионизация, термоионизация* газа из-за очень высокой температуры, *лавинное размножение* электронов.

Искровой разряд может иметь вид как одиночной искры, так и целого пучка ярких извилистых полос. Такой разряд быстро прекращается из-за падения напряжения в газе, пробитом искрой, поскольку резко падает сопротивление в месте пробоя. При этом сила тока может кратковременно достигать сотен тысяч ампер. Примером искрового разряда служит молния. Причиной молнии служит сближение двух грозовых облаков, заряженных разноименно или приближение такого облака к проводящему возвышению или острию на земной поверхности (дереву, мачте). Длительность молнии составляет несколько десятков микросекунд, а сила тока в ее канале достигает 20000 А.

Применяется искровой разряд в искровых вольтметрах, позволяющих измерять напряжение в сотни тысяч вольт, а также при электроискровой обработке металлов;

5) *Плазмой* называется частично или полностью ионизированный газ, в котором число положительных и отрицательных частиц одинаково, поэтому объемный пространственный заряд плазмы равен нулю. В связи с этим электрическое поле внутри плазмы тоже отсутствует, поэтому плазма является *квазинейтральной* (нейтральной в целом), хотя и состоит из заряженных частиц.

Плазму делят на *низко-* и *высокотемпературную*. Низкотемпературной считается плазма при температурах ниже 10^5 К, а высокотемпературной – плазма при температурах порядка $10^6 – 10^8$ К.

В состоянии низкотемпературной плазмы находится подавляющая часть Вселенной – межзвездная среда, звездные атмосферы, галактические туманности, магнитосфера и ионосфера Земли. Процессами в низкотемпературной плазме околоземного пространства обусловлены магнитные бури и полярные сияния.

В состоянии высокотемпературной плазмы находится вещество звезд, газ при искровом и дуговом разрядах, газ под воздействием мощного лазерного излучения, вещество в эпицентре ядерного взрыва.

Из-за ее специфических свойств плазму называют четвертым состоянием вещества.

Основным отличием плазмы от нейтрального газа является отличие во взаимодействии заряженных частиц плазмы от взаимодействия нейтральных молекул и атомов газа. Силы взаимодействия частиц плазмы действуют на гораздо больших расстояниях, чем силы взаимодействия нейтральных молекул и атомов газа, поэтому взаимодействие частиц плазмы является более коллективным, а не парным, как у частиц нейтрального газа. На поведение плазмы оказывают большое влияние внешние электрические и магнитные поля. Их действие приводит к образованию в плазме *объемных зарядов* и *токов*.

В плазме, как в упругой среде, легко возбуждаются и распространяются различные колебания и волны. Полностью ионизированная плазма практически не обладает сопротивлением электрическому току, т. е. обладает сверхпроводимостью. Если в плазме создать объемный заряд, то возникшие при этом электрические поля быстро приведут к восстановлению квазинейтрального состояния плазмы.

Спектр излучения низкотемпературной плазмы, в зависимости от ее разрежения, является *линейчатым*, как у одноатомных газов, или *полосатым*, как у молекулярных газов. Спектр излучения высокотемпературной плазмы является *сплошным*, как у твердых и жидких веществ.

Получить плазму можно, нагрев газ до очень высокой температуры. Такая высокотемпературная плазма используется в *плазменных двигателях*. Получают плазму также облучая газ релятивистскими электронными пучками или мощными лазерами.

Высокотемпературная плазма из изотопов водорода – дейтерия и трития – при температуре порядка 10^8 К является основным объектом исследований, имеющих цель получения управляемого *термоядерного синтеза* – источника энергии за счет слияния атомных ядер.

Низкотемпературная плазма находит применение в *магнитогидродинамических генераторах* – высокоэкономичных источниках тока, в которых заряды плазмы, движущейся перпендикулярно внешнему магнитному полю, под действием сил со стороны этого поля — сил Лоренца — разделяются на два встречных пучка. Эти пучки попадают на полюса, вследствие чего на полюсах возникает ЭДС. Уже созданы первые экспериментальные МГД-генераторы, дающие ток мощностью до 20 МВт и практически не загрязняющие внешнюю среду отходами. Основная трудность их создания – проблемы удержания высокотемпературной плазмы вдали от стенок генератора, которые могут расплавиться при соприкосновении с ней.

140. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ВАКУУМЕ. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. ДВУХЭЛЕКТРОДНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЛАМПА – ДИОД

Вакуумом называют пространство, в котором отсутствуют частицы вещества – молекулы, атомы, электроны, ионы и др. частицы (вакуум по латыни – пустота). В земных условиях создать такой вакуум невозможно, поскольку при откачивании газа из любого сосуда в него будут испаряться молекулы со стенок сосуда, поэтому какое-то количество молекул и атомов в сосуде будет присутствовать всегда.

В технике высоким вакуумом называют такое состояние газа в сосуде, при котором молекулы или атомы в нем могут пролететь расстояние от одной стенки сосуда до противоположной, не испытав ни одного соударения со встречными молекулами или атомами. Такой вакуум соответствует давлению порядка 10^{-3} мм. рт. ст., или 0,1 Па. При сверхвысоком вакууме давление соответствует 10^{-7} – 10^{-8} мм рт. ст., или 10^{-5} – 10^{-6} Па. Сверхвысокий вакуум создается в современных вакуумных приборах – *диодах, триодах, электроннолучевых трубках*, и др.

Вакуум является идеальным изолятором, поскольку он почти не содержит носителей зарядов. Но вместе с тем он может очень хорошо проводить ток, если в него внести источник заряженных частиц, ведь им ничто не будет мешать двигаться упорядоченно, т. е. вакуум не оказывает сопротивления электрическому току. Источником зарядов в вакууме обычно служит металлический электрод, накаляемый переменным током.

При накале металла энергия нагревателя идет на увеличение кинетической энергии свободных электронов, за счет чего некоторые из них совершают работу выхода из металла, преодолевая силы притяжения к положительным ионам кристаллической решетки металла.

Явление испускания свободных электронов накаленными металлами называется термоэлектронной эмиссией.

Электроны, испускаемые накаленным металлом, называют *термоэлектронами*, а сам металл – *эмиттером*.

Металлический электрод, который покинула часть свободных электронов, приобретает вследствие этого положительный заряд и начинает их к себе притягивать. При этом некоторые электроны возвращаются обратно в металл, но зато его покидают другие. В конце концов при данной температуре накала устанавливается динамическое равновесие между числом вылетающих и возвращающихся электронов. Вблизи поверхности накаленного положительного электрода образуется пространственный отрицательный заряд, называемый *электронным облачком*.

Потенциал электронного облачко ниже потенциала металла, который покинули электроны. Электронное облачко неоднородно: вблизи поверхности электрода концентрация электронов больше, а в отдалении от нее -. меньше. В отсутствие внешнего электрического поля электроны в облачке участвуют в тепловом хаотическом движении.

Если электрод с окружающим его электронным облачком поместить во внешнее электрическое поле, то под действием этого поля электроны облачка станут двигаться упорядоченно навстречу силовым линиям поля и в вакууме возникнет электрический ток.

Ток в вакууме – это упорядоченное движение электронов или иных зарядов, внесенных в вакуум их источником, под действием внешнего электрического поля.

Для получения тока в вакууме из стеклянного или металлического сосуда откачивают воздух и вводят в него два электрода. Один из них накаляют переменным током и соединяют с отрицательным полюсом источника постоянного тока, т. е. делают катодом, а второй соединяют с положительным полюсом и при этом он становится анодом. Между катодом и анодом возникает электрическое поле, направленное от положительного анода к отрицательному катоду, в котором станут двигаться навстречу силовым линиям поля термоэлектроны, отталкиваемые отрицательным катодом (напомним, что сами электроны – тоже отрицательные частицы) и притягиваемые положительным анодом. Таким образом, электроны движутся от катода к аноду, а ток течет наоборот, от анода к катоду, т. е. туда, куда двигались бы положительные заряды, если бы они там были.

Такой сосуд с двумя электродами, в котором создан высокий вакуум, называется *двухэлектродной электронной лампой* или *вакуумным диодом*.

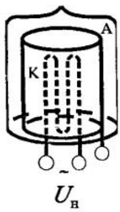


Рис. 140-1

Катод представляет собой проводник из тугоплавкого металла (вольфрама, константана), имеющий форму цилиндра или спирали. Анод обычно имеет форму цилиндра, по оси которого располагается катод. Оба электрода помещают в стеклянный баллон или в баллон из металлокерамики, из которого откачан воздух до состояния сверхвысокого вакуума. Такой диод, в котором электроны испускает сам накаленный металл, называется *диодом прямого накала*. Его устройство и схематическое изображение показаны на рис. 140-1 и 140-2.

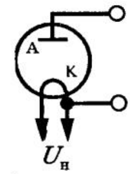


Рис. 140-2

Но обычно тугоплавкие металлы имеют большую работу выхода электронов и, соответственно, низкую концентрацию электронов в электронном облачке. Чтобы не допустить состояния насыщения, когда все электроны покинут электронное облачко в сильном поле, катод нужно накалять до очень высоких температур, а это быстро приводит его к износу и порче катода.

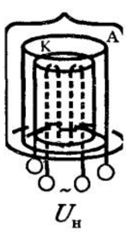


Рис. 140-3

Для существенного снижения температуры накала, экономии электроэнергии, уменьшения работы выхода электронов и повышения концентрации их в электронном облачке нить накала окружают еще одним металлическим цилиндром, который располагается очень близко от нее, но ее не касается. Этот цилиндр покрывают слоем окислов некоторых металлов, имеющих очень малую работу выхода электронов (оксидируют). Такой катод (нить с цилиндром вместе) называют *оксидным* (оксидированным) *катодом* или *катодом косвенного накала* (или подогревным катодом). Диод с косвенным накалом катода и его изображение на схемах показаны на рис. 140-3 и 140-4.

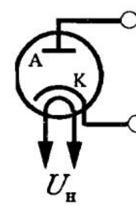


Рис. 140-4

Свойства различных диодов отражает их вольтампер-ная анодная характеристика, т. е. зависимость анодного тока – тока I_A, текущего от анода к катоду, от анодного напряжения U_A – напряжения на электродах. Схема для снятия вольтамперной характеристики диода изображена на рис. 140-5, а сама характеристика – на рис. 140-6.

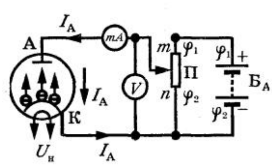


Рис. 140-5

На рис. 140-5 изображен диод косвенного накала, анод А которого подключен через миллиамперметр mA к ползунку потенциометра П, а катод К – к отрицательному полюсу анодной батареи $Б_А$ – источнику постоянного тока высокого напряжения и одновременно к клемме п потенциометра.

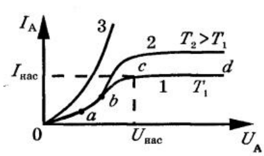


Рис. 140-6

При этом клемма т потенциометра подключена к положительному полюсу источника, благодаря чему между клеммами пит потенциометра имеется такая же разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, что и на полюсах источника тока. Вольтметром V измеряют напряжение на электродах диода.

Перемещая ползунок потенциометра от клеммы *n* к клемме *m*, мы увеличиваем напряжение на лампе и изменяем силу тока в ней. Зависимость силы анодного тока от анодного напряжения при прямом и косвенном накалах диода называется вольтамперной характеристикой лампы. Она изображена на рис. 140-6.

Когда ползунок потенциометра находится в положении *n*, катод и анод имеют одинаковый потенциал φ_2, поэтому напряжение на электродах равно нулю. При этом электроны электронного облачка движутся в нем хаотически и лишь ничтожное их количество может достигать анода, поэтому анодный ток тоже практически равен нулю (точка 0 графика).

Будем увеличивать анодное напряжение, перемещая ползунок из положения *n* в положение *m*. При этом под действием усиливающегося электрического поля между электродами все большее число электронов облачка потянется к аноду и сила анодного тока начнет увеличиваться. Вначале ток будет расти медленно, поскольку сначала к электроду устремятся электроны наружных слоев электронного облачка, где концентрация их невелика, особенно при прямом накале (участок *0a* графика). С дальнейшим ростом анодного напряжения все большее число термоэлектронов будет достигать анода, поэтому сила анодного тока будет расти. Когда будут затронуты более глубокие области электронного облачка, где концентрация термоэлектронов больше, сила тока станет расти с ростом анодного напряжения быстрее и кривая графика пойдет круче (участок *ab*).

При достижении напряжения насыщения все термоэлектроны электронного облачка, испускаемые накаленным катодом в единицу времени, окажутся вовлеченными в процесс упорядоченного движения к аноду и электронное облачко исчезнет. Если дальше продолжать увеличивать напряжение на электродах, то будет расти скорость упорядоченного движения электронов к аноду, но число электронов, долетающих до анода в единицу времени, будет оставаться неизменным и равным числу электронов, испускаемых катодом, поэтому и сила анодного тока расти перестанет (участок *cd* графика). Такой ток называется *током насыщения*, а само состояние лампы – *состоянием насыщения*.

В состоянии насыщения ток изменяться не будет, как бы мы ни меняли анодное напряжение, поэтому это состояние не может быть рабочим и его стараются не допускать. Конечно, увеличить силу анодного тока можно и в состоянии насыщения, но для этого надо сильнее накалить катод, чтобы он испустил больше термоэлектронов. Кривая 2 на графике соответствует более высокой температуре накала катода с прямым подогревом, чем кривая 1. Но такое повышение температуры может быстро привести к разрушению катода и большим затратам энергии. Практически состояние насыщения наблюдается только у диодов прямого накала, поскольку у диодов косвенного накала концентрация электронов в облачке столь велика, что для его полного рассасывания необходимы такие большие напряжения, которые на практике не применяются. Кривая 3 на графике соответствует вольтамперной характеристике диода с косвенным накалом, тогда как кривые 1 и 2 – характеристике диода с прямым накалом, у которого температура накала катода T_2 больше температуры T_1.

Анализ вольтамперной характеристики диода показывает, что, как при прямом, так и при косвенном накале катода, сила анодного тока растет нелинейно с ростом анодного напряжения. Следовательно, *к току в диоде неприменим закон Ома для участка цепи* (его можно применять лишь на небольших участках вольтамперной характеристики при косвенном накале).

141. ВЫПРЯМЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА ВАКУУМНЫМ ДИОДОМ

Ток через вакуумный диод течет только тогда, когда на анод подан плюс, а на катод – минус. Если анод соединить с отрицательным полюсом источника тока, а катод – с положительным, то катод будет притягивать эмитировавшие из него электроны, а анод – их отталкивать, и ток через лампу идти не будет, т. е. диод будет заперт. Это свойство вакуумного диода пропускать ток только в одном направлении – от анода к катоду и не пропускать в противоположном называется *односторонней проводимостью* и применяется для выпрямления переменного тока.

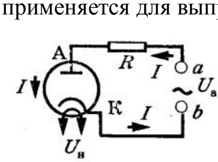


Рис. 141-1

Рис. 141-2

На рис. 141-1 изображена схема для выпрямления переменного тока вакуумным диодом. На полюсах источника переменного тока *ab* через каждые полпериода знак меняется на противоположный. Когда полюс *a*, соединенный с анодом, имеет знак плюс, анод тоже положителен, и при этом полюс *b* и соединенный с ним катод отрицательны. В этом случае анод притягивает электроны, эмитировавшие из катода, а катод их отталкивает, и через диод от анода к катоду идет ток. Через полпериода знаки на полюсах источника тока и на электродах поменяются на противоположные, т. е. анод станет отрицательным и будет отталкивать термоэлектроны, а катод станет положительным и будет их притягивать. При этом ток через лампу идти не будет, т. е. диод будет заперт. Затем еще через полпериода он снова будет пропускать ток, затем снова будет заперт и т. д. Таким образом, через каждые полпериода, когда на аноде будет плюс, а на катоде – минус, через лампу будет идти ток, причем по нагрузке *R* он будет идти только в одном направлении (на рис. 141-1, – справа налево), т. е. будет *выпрямленным*. Такое выпрямление переменного тока называется *однополупериодным*. График однополу-периодного выпрямления, т. е. зависимость силы тока *I* в нагрузке *R* от времени его прохождения *t*, изображен на рис. 141-2.

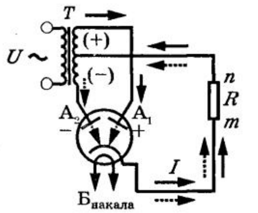


Рис. 141-3

При однополупериодном выпрямлении неизбежны потери электроэнергии в течение тех половин периода, когда диод заперт. Чтобы их избежать, применяют *двухполупериодное выпрямление*, используя диод с двумя анодами и одним катодом – *двойной диод* или *кенотрон*. Схема включения кенотрона в цепь для получения двухполупери-одного выпрямления показана на рис. 141-3.

На этой схеме анодное напряжение снимается со вторичной обмотки трансформатора Т. Напряжение на анодах A_1 и A_2 изменяется относительно средней точки этой обмотки К.

В течение той половины периода, когда на аноде A_1 плюс, а на аноде A_2 минус, работает анод A_1, а анод A_2 заперт. При этом ток течет в направлении, показанном на схеме сплошными стрелками. По нагрузке *R* он течет от точки *m* к точке *n*. Через полпериода аноды поменяют знаки и анод A_1 будет заперт, а работать будет анод A_2. Ток в цепи будет течь в направлении, показанном штриховыми стрелками, но при этом по нагрузке *R* он будет течь в прежнем направлении, т. е. опять от точки *m* к точке *n*. Следовательно, направление тока в нагрузке *R* будет оставаться неизменным в течение обеих половин периода. Такое выпрямление называется *двухполупериодным*, а ток в нагрузке *R* – *пульсирующим*.

Рис. 141-4

График двухполупериодного выпрямления показан на рис. 141-4.

Вакуумные диоды раньше применяли для выпрямления переменного тока в разнообразных радиотехнических устройствах, однако теперь их практически полностью вытеснили экономичные и миниатюрные полупроводниковые приборы, которые к тому же имеют больший срок службы. Правда, вакуумные приборы менее подвержены воздействию радиации по сравнению с полупроводниковыми, поэтому они частично сохранились в некоторых устройствах, например, в бортовых подверженных воздействию космических излучений, а также в мощной передающей и приемной радиоаппаратуре.

142. ВАКУУМНЫЙ ТРИОД. ТРИОД КАК УСИЛИТЕЛЬ

Если вблизи электронного облачка, поместить третий электрод и начать изменять его потенциал, то влияние этого электрода на число электронов, летящих к аноду, т. е. на силу анодного тока, будет гораздо больше влияния на них самого анода, поскольку этот третий электрод расположен к основной массе термоэлектронов облачка гораздо ближе, чем анод (рис. 142-1).

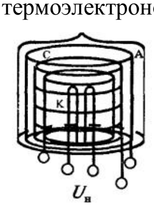


Рис. 142-1

Третьему электроду, вводимому в область электронного облачка, придают форму винтовой линии или сетки, поэтому его так называют – *сеткой* С. Сетка окружает катод К и располагается между ним и анодом А гораздо ближе к катоду, чем анод.

Даже незначительное изменение потенциала сетки оказывает существенное влияние на число термоэлектронов, летящих к аноду, и на их скорость. Чтобы отдаленный анод оказал такое же влияние на термоэлектроны, надо его потенциал изменить во много раз больше, чем потенциал сетки. Поэтому с помощью сетки легко влиять на поток термоэлектронов, т. е. управлять анодным током, из-за чего сетку часто называют *управляющим электродом*. При этом затраты электрической энергии гораздо меньше,

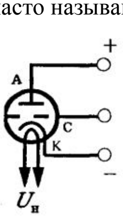


Рис. 142-2

чем если управлять анодным током, изменяя потенциал самого анода. Поэтому напряжение на катоде и аноде – анодное напряжение U_A оставляют неизменным, а управляют анодным током I_A, изменяя разность потенциалов между сеткой и катодом – *сеточное напряжение* U_C. Такой вакуумный прибор называют *трехэлектродной электронной лампой* – *триодом*. Изображение вакуумного триода на схеме показано на рис. 142-2.

Рассмотрим схему для снятия *сеточной характеристики* вакуумного триода, т. е. зависимости анодного тока I_A, текущего через триод, от сеточного напряжения U_C, изображенную на рис. 142-3.

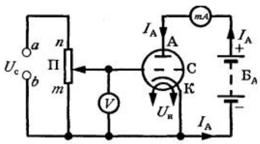


Рис. 142-3

Здесь анодное напряжение, т. е. напряжение между катодом и анодом, создаваемое анодной батареей $Б_А$, остается неизменным, а изменяется с помощью потенциометра П сеточное напряжение $U_С$, т. е. напряжение между сеткой и катодом, подаваемое на потенциометр от какого-то постороннего источника, подключенного к клеммам *ab* (на схеме этот источник не показан). $U_Н$ – это напряжение накала катода. Перемещая ползунок потенциометра П от положения *m* к положению *n*, мы будем увеличивать сеточное напряжение, измеряя его с помощью вольтметра V, подключенного параллельно к сетке и катоду, и одновременно с помощью миллиамперметра mA, включенного последовательно с анодом, будем измерять силу анодного тока I_A.

Сеточная характеристика вакуумного триода, т. е. графическая зависимость силы анодного тока I_A от сеточного напряжения U_C при неизменном анодном напряжении U, показана на рис. 142-4.

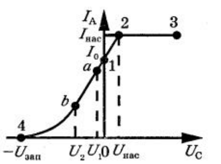


Рис. 142-4

Когда ползунок находится в положении *m*, сеточное напряжение U_C равно нулю, поскольку потенциалы сетки и катода одинаковы, так как сетка соединена с катодом, и лампа ведет себя, как обычный диод. Через нее течет анодный ток I_0 создаваемый анодной батареей $Б_A$ (точка 1 графика). Если клемма *a* источника тока, подающего сеточное напряжение, положительна, а клемма *b* – отрицательна, то потенциал сетки будет выше потенциала катода. Будем увеличивать положительный потенциал сетки, перемещая ползунок из положения *m* в положение *n*. При этом на постоянное электрическое поле между катодом и анодом, направленное от анода к катоду, належится нарастающее электрическое поле между сеткой и катодом, направленное от сетки к катоду, т. е. сонаправленное с полем анода. Положительный анод будет притягивать к себе термоэлектроны облачка, а положительная сетка, расположенная в непосредственной близости к ним, – их подгонять к аноду, что приведет к резкому росту числа термоэлектронов, движущихся упорядочение к аноду, поэтому сила анодного тока будет быстро расти (участок 1-2 графика). Если сеточное напряжение U_C превысит напряжение насыщения $U_{нас}$, то наступит состояние насыщения даже при косвенном накале катода, при котором электронное облачко исчезнет и сила тока при дальнейшем повышении сеточного напряжения будет оставаться постоянной (участок 2-3 графика). При этом управлять анодным током путем изменения сеточного напряжения станет невозможно. Поэтому, если триод используется как усилитель, то в положительном режиме сетка, как правило, не работает, т. е. участок 1-3 графика на практике не реализуется.

Если на сетку подать отрицательный потенциал относительно катода, т. е. подать на клемму *a* минус, а на клемму *b* – плюс, то она начнет отталкивать термоэлектроны от анода. Но поскольку притягивающее действие положительного анода значительно превосходит отталкивающее действие отрицательной сетки (ведь анодное напряжение существенно больше сеточного), то сетка не сможет оттолкнуть все электроны. При небольшом отрицательном потенциале сетки большинство термоэлектронов облачка все же прорвется к аноду и анодный ток через лампу идти будет. Но если продолжать понижать потенциал сетки, то она все сильнее будет отталкивать электроны, не пропуская их к аноду, поэтому все меньшее их число будет достигать анода, т. е. сила анодного тока будет уменьшаться (участок 1-4 графика). При достижении некоторого отрицательного напряжения, называемого *запирающим* $U_{зап}$, сетка не пропустит к аноду ни одного электрона и анодный ток через лампу прекратится, т. е. триод будет заперт. Величина запирающего напряжения зависит от устройства лампы и величины анодного напряжения.

На сеточной характеристике триода можно выделить некоторый интервал отрицательных сеточных напряжений $U_1 - U_2$, при которых сила анодного тока I_A убывает прямо пропорционально убыли сеточного напряжения U_C, т. е. в этом интервале напряжений выполняется закон Ома для участка цепи. На графике этот участок изображен прямым отрезком *ab*, поскольку здесь сила тока убывает линейно с убылью напряжения. Это наиболее ценный участок сеточной характеристики триода, потому что в интервале напряжений $U_1 - U_2$ можно управлять анодным током, изменяя его в соответствии с сеточным напряжением (во сколько раз изменим сеточное напряжение, во столько же раз изменится и анодный ток), поэтому участок *ab* называют *рабочим участком* сеточной характеристики триода.

Способность с помощью изменения потенциала сетки управлять анодным током, вызывая его значительное усиление при незначительном увеличении потенциала сетки, используется для усиления слабых электрических сигналов, например, в радиоприемниках для приема дальних радиостанций. Кроме того, триод является основной частью генератора незатухающих электромагнитных колебаний.

143. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВАЯ ТРУБКА

Электроннолучевая трубка – это вакуумный прибор, предназначенный для преобразования электрических сигналов в видимые световые. Ее действие основано на свойстве электронных пучков отклоняться в электрических и магнитных полях от прямолинейного направления, а также вызывать люминесценцию (свечение) некоторых веществ под ударами электронов.

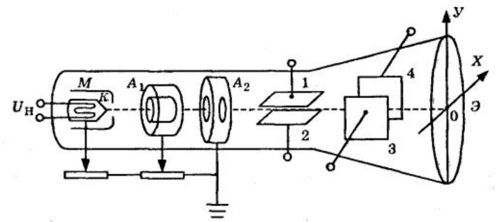


Рис. 143-1

Устройство электроннолучевой трубки показано на рис. 143-1.

Основными частями электроннолучевой трубки являются *вакуумный баллон, электронная пушка, управляющие электроды* и *экран*, покрытый слоем кристаллов, которые светятся под ударами электронов.

Внутри трубки создается столь высокий вакуум, что электроны могут беспрепятственно пролетать вдоль оси трубки по всей ее длине.

Электронная пушка (электронный прожектор) состоит из подогревного катода К, модулятора М и двух анодов A_1 и A_2, расположенных последовательно друг за другом. Испускающий термоэлектроны подогревной катод К окружен модулятором М, на который подается отрицательный относительно катода потенциал, благодаря чему пучок термоэлектронов фокусируется в узкий приосевой луч.

Между катодом и анодами создается сильное электрическое поле, с напряжением до тысячи вольт, разгоняющее электроны до околосветовых скоростей. В анодах имеются диски с отверстиями, сквозь которые быстрые электроны пролетают по инерции, несмотря на то, что на аноды подан положительный потенциал. Повышая потенциал анода A_1, можно увеличивать сечение электронного пучка и наоборот. При этом будет изменяться площадь светового пятна в центре экрана, поэтому анод A_1 называют *фокусирующим анодом*.

Второй анод A_2 имеет больший диаметр, чем первый. Его потенциал немного ниже потенциала первого анода, благодаря чему сечение пучка электронов, вылетающих из первого анода A_1 слегка сужается. Подбирая потенциалы анодов A_1 и A_2 можно регулировать площадь светового пятна на экране, превращая его то в светящуюся точку, то в резко очерченное пятно.

Это светящееся пятно можно было наблюдать на экране старых телевизоров в момент их включения или выключения, когда с управляющих пластин было снято напряжение. Светящееся пятно видно также в центре экрана осциллографа, когда на его управляющие пластины еще не подано напряжение.

На своем пути от анода к экрану электроны пролетают между управляющими пластинами 1-2 и 3-4, на которые подано напряжение. В соответствии с разностью потенциалов на этих пластинах направление полета электронов в пучке может изменяться и световое пятно на экране станет смещаться.

Если на пластины 1-2, расположенные горизонтально, подать разность потенциалов, то электронный луч будет смещаться по вертикали вдоль оси *OY*, отклоняясь к положительно заряженной пластине, поэтому пластины 1-2 называют *вертикально отклоняющими пластинами*. Если на вертикальные пластины 3-4 подать разность потенциалов, то электронный луч будет смещаться по горизонтали ОХ, также отклоняясь к пластине с более высоким потенциалом, поэтому пластины 3-4 называют *горизонтально отклоняющими пластинами*.

На вертикально отклоняющие пластины обычно подают напряжение исследуемого сигнала, изображение которого хотят увидеть на экране. При этом если на горизонтально отклоняющие пластины еще не подано напряжение, то электронный луч будет смещаться по вертикали то вверх, то вниз, поднимаясь и опускаясь то выше, то ниже, в соответствии с частотой и амплитудой исследуемого сигнала. Если одновременно на горизонтально отклоняющие пластины 3-4 подать медленно нарастающее напряжение, то электронный луч, смещаясь по вертикали, станет одновременно смещаться и по горизонтали, разворачивая вертикальную светящуюся линию, созданную прежде лучом, смещавшимся между пластинами 1-2, в светящуюся плоскую кривую, повторяющую форму и частоту исследуемого сигнала (рис. 143-2). Поэтому напряжение, подаваемое на пластины 3-4, называют *напряжением развертки*.

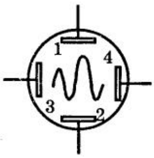


Рис. 143-2

Электронный луч практически бе-зинерционен, т. е. он почти мгновенно реагирует на малейшее изменение потенциала пластин. Если на пластину 4 (рис. 143-2) подать медленно нарастающий положительный потенциал, то электронный луч будет медленно смещаться к ней, двигаясь вдоль оси *OX*, потому что его смещение пропорционально этому потенциалу. При уменьшении потенциала пластины 4 относительно потенциала пластины 3 до нуля луч практически мгновенно возвращается назад.

Такое напряжение на пластинах 3-4 называют *пилообразным*. Его график, т. е. зависимость от времени $U = U(t)$ показан на рис. 143-3.

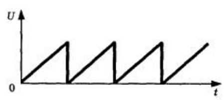


Рис. 143-3

Пилообразное напряжение используют для исследования быстропеременных электрических процессов в электронных осциллографах.

Если на пластины 1-2 подать напряжение, изменяющееся в соответствии с ритмом сердечной деятельности человека, и развернуть луч с помощью пластин 3-4, то на экране осциллографа мы увидим кардиограмму сердца, а подключив к ним микрофон, можно исследовать звуковые колебания.

В кинескопах телевизоров используются электроннолучевые трубки с электромагнитным управлением электронным лучом. В таких трубках вместо управляющих пластин применяются катушки с током, надетые на трубку. Внутри катушек создается магнитное поле, в котором на электроны луча действуют силы Лоренца, заставляя их смещаться в нужном направлении. Меняя расположение катушек и силу тока в них, можно управлять электронным лучом.

144. КАТОДНЫЕ ЛУЧИ. ОПЫТЫ МИЛЛИКЕНА И ИОФФЕ. ОТКРЫТИЕ ЭЛЕКТРОНА

В конце XIX века при изучении тлеющего разряда было обнаружено, что при очень низком давлении газа в трубке, когда электроны начинают бомбардировать ее стекло, трубка начинает светиться, а если на пути электронов поставить металлический экран, то на поверхности трубки появляется его тень. Но тогда еще не знали, что представляет собой катодное излучение: поток частиц вещества или лучи, подобные световым, поэтому излучение, испускаемое накаленным катодом, получило название *катодных лучей*.

В 1897 г. английский физик Дж. Томсон обнаружил, что катодные лучи отклоняются в магнитном поле. Когда пучок лучей направляли перпендикулярно магнитным линиям, он изгибался, образуя дугу окружности, радиус которой изменялся с изменением магнитного поля.

Катодные лучи отклонялись также и в электрическом поле, пролетая между обкладками конденсатора. Так стало ясно, что катодные лучи это не электромагнитные волны, подобные световым, а поток летящих с огромной скоростью отрицательно заряженных частиц, так как они отклонялись к положительной обкладке конденсатора.

Изучая движение катодных пучков в магнитном поле, Томсон определил удельный заряд частиц, из которых состояли катодные лучи. Подобный расчет мы проделаем, когда рассмотрим тему «Магнетизм».

Напомним, что *удельным зарядом называется отношение заряда частицы к ее массе*. Это отношение для всех частиц в катодных лучах оказалось одинаковым, значит, катодные лучи представляют собой поток одинаковых частиц. Следовательно, из атомов, входящих в состав катода, вылетали одинаковые отрицательно заряженные частицы. Их удельный заряд оказался равным:

$$\frac{e}{m} = 1{,}76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}.$$

Масса этих частиц в 1870 раз меньше атома водорода – самого легкого элемента таблицы Менделеева.

Частицы, входящие в состав катодных лучей, были названы *электронами*.

Окончательно доказал, что заряд частиц, входящих в состав катодных лучей, является элементарным зарядом, американский ученый Р. Милликен в 1910 г.

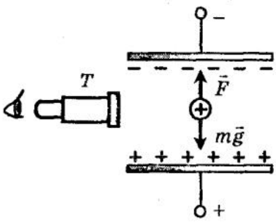


Рис. 144-1

В опыте Милликена мельчайшие капельки масла, заряженные вследствие электризации трением в специальном пульверизаторе, попадали в вертикальное электрическое поле плоского конденсатора (рис. 144-1). Меняя величину разности потенциалов на обкладке конденсатора, можно было уравновесить силу тяжести $m\vec{g}$ электрической силой взаимодействия заряда капельки с зарядами на обкладках конденсатора $\vec{F}$, направленной вверх. При этом капелька двигалась равномерно и прямолинейно. За ее движением наблюдали в зрительную трубу *T*. Если заряд капельки изменялся, то, чтобы уравновесить силу тяжести, соответственно меняли разность потенциалов на обкладках. Зная разность потенциалов, создаваемую на обкладках каждый раз для уравновешивания силы тяжести, определяли изменение заряда капельки. Опыт показал, что изменение заряда капелек происходит прерывисто и всегда на величину, кратную заряду частиц в катодных лучах – заряду электрона. Так был определен заряд электрона. Он оказался равным по модулю

$$e = 1{,}6\cdot 10^{-19}\ \text{Кл}.$$

В 1913 г. русский ученый А. Ф. Иоффе повторил опыт Милликена, использовав вместо капелек масла мельчайшие металлические частички. При равновесии силы тяжести и силы Кулона выполнялось равенство

$$mg = F_1 = q_1E_1,\ mg = F_2 = q_2E_2,\ mg = F_3 = q_3E_3 \text{ и т. д.}$$

где F_1, F_2, F_3, …– силы Кулона, приложенные к частицам, q_1, q_2, q_3, …– заряды металлических частиц и E_1, E_2, E_3, ...– напряженности электрического поля конденсатора. Из этих равенств следует, что

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{E_1}{E_2},\ \frac{q_3}{q_1} = \frac{E_1}{E_3},\ \frac{q_4}{q_1} = \frac{E_1}{E_4} \quad \text{и т. д.}$$

Расчеты показали, что отношения $\frac{q_2}{q_1}$, $\frac{q_3}{q_1}$, $\frac{q_4}{q_1}$ есть целое число, т. е. что *любой заряд дискретен и кратен заряду электрона*.

На макроскопических телах, размеры которых значительно больше размеров масляных капелек Милликена, дискретность зарядов становится незаметной, поэтому на таких телах заряд можно считать непрерывным с большой степенью точности. Проделано множество опытов в поисках составных частей элементарных зарядов, но ни один из них до сегодняшнего дня не увенчался успехом. На вопрос, что удерживает элементарные заряды от распада на составные части (которым ученые уже придумали название – кварки), современная физика дать ответ пока не может. Ученые склоняются к мысли, что кварки в свободном состоянии экспериментально обнаружить невозможно, однако их поиски продолжаются.

МАГНЕТИЗМ

145. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЕГО СВОЙСТВА. СИЛОВЫЕ ЛИНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. ИНДУКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле – это форма материи, окружающая движущиеся электрические заряды. Магнитное поле является составной частью электромагнитного поля.

Впервые термин «магнитное поле» был введен в 1845 г. английским физиком М. Фарадеем, который справедливо считал, что любые электромагнитные взаимодействия осуществляются посредством взаимосвязанных электрических и магнитных полей.

Основные свойства магнитного поля:

- *магнитное поле порождается движущимися электрическими зарядами или переменными электрическими полями;*
- *магнитное поле действует на движущиеся в нем электрические заряды с некоторой силой;*
- *переменное магнитное поле порождает в окружающем пространстве переменное электрическое поле, т. е. эти поля всегда взаимосвязаны и, изменяясь, порождают друг друга;*

- *магнитное поле носит вихревой характер.*

Магнитное поле, как и электрическое, невидимо и оно не действует на наши органы чувств, но его можно изобразить графически посредством *силовых магнитных линий*. По силовым магнитным линиям в магнитном поле располагаются железные опилки или оси маленьких магнитных стрелок. Силовые линии магнитного поля всегда замкнуты, поэтому магнитное поле является *вихревым полем*, в отличие от электростатического поля, силовые линии которого всегда разомкнуты и начинаются или оканчиваются на зарядах, или уходят в бесконечность. Замкнутость силовых магнитных линий свидетельствует о том, что магнитных зарядов, подобных электрическим, в природе не существует. Определение силовой линии магнитного поля мы дадим позже.

Силовые линии магнитного поля охватывают траектории движущихся электрических зарядов и проводники с током. Поднеся к проводнику магнитную стрелку, можно обнаружить, что ее ось располагается перпендикулярно направлению тока в проводнике и по касательной к магнитной линии, охватывающей этот проводник.

На движущийся заряд или проводник с током в магнитном поле действует сила, поэтому силовые свойства магнитного поля можно исследовать по его действию на движущийся в нем электрический заряд или проводник с током. Но использовать для этой цели какое-либо движущееся в магнитном поле заряженное тело затруднительно, поскольку оно должно быть точечным, т. е. иметь очень малые размеры, и таким, чтобы его собственное магнитное поле, возникающее вокруг него при его движении, не исказило исследуемое поле. Использовать для этой цели элемент проводника с током также сложно, поскольку он должен быть замкнут на источник тока, т. е. иметь конечные размеры, но при этом окружающее его собственное магнитное поле неизбежно исказить исследуемое. Наиболее удобно для этой цели использовать маленькую рамку (контур) с током. Проводники, подводящие к контуру ток, надо расположить вплотную друг к другу, тогда их собственные магнитные поля скомпенсируют друг друга и уже не будут оказывать влияния на исследуемое магнитное поле.

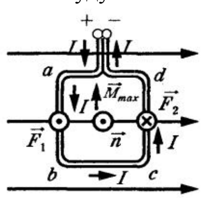


Рис. 145-1

Обратимся к рис. 145-1. На нем изображены три горизонтальные параллельные силовые линии со стрелками на концах, обозначающие некоторую область однородного магнитного поля, направленного в этом месте слева направо. Поместим в это поле малый контур с током *abcd* так, чтобы его плоскость была параллельна силовым линиям магнитного поля. Этот контур в магнитном поле будет играть ту же роль, что в электрическом поле играл пробный заряд, поле которого было столь мало, что не искажало исследуемое электрическое поле. Здесь также магнитное поле пробного контура столь мало, что не искажает исследуемое однородное магнитное поле.

На пробный заряд со стороны электрического поля действовала сила Кулона, а на пробный контур в виде рамки *abcd* в магнитном поле будет действовать пара сил $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, равных по модулю и антинаправленных, которые называются *силами Ампера*. Сила $\vec{F}_1$ будет направлена от чертежа к наблюдателю, а сила $\vec{F}_2$ – от наблюдателя за чертеж. Определить направление этих сил можно по правилу левой руки. Правило левой руки: *если ладонь левой руки расположить так, чтобы магнитные линии входили в нее, а четыре вытянутых пальца направить по току в проводнике, то отставленный на 90° большой палец покажет направление силы Ампера*. Силы Ампера будут действовать на стороны рамки *ab* и *bc* перпендикулярные силовым линиям магнитного поля, а на стороны *ad* и *bc*, параллельные силовым линиям, они действовать не будут.

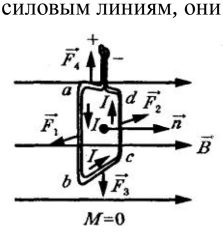


Рис. 145-2

Силы $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ создадут максимальный вращающий момент сил $M_{\max}$, под действием которого рамка повернется на 90° и расположится так, чтобы ее плоскость оказалась перпендикулярной силовым линиям магнитного поля (рис. 145-2). Максимальным этот момент сил будет в том случае, если исходное положение рамки будет таким, как показано на рис. 145-1, т. е. ее плоскость будет параллельна силовым линиям магнитного поля. При этом каждая из сил Ампера будет максимальна, когда проводник с током будет расположен перпендикулярно магнитным ли.-ниям, а когда он будет расположен параллельно им, сила Ампера действовать на него не будет. Если плоскость рамки вначале будет расположена под углом к силовым линиям, то вращающий момент сил будет меньше максимального, а если плоскость рамки будет перпендикулярна им, то вращающий момент сил будет равен нулю. При этом силы на стороны рамки по-прежнему действовать будут, причем к силам $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, действующим на стороны *ab* и *cd*, добавятся силы $\vec{F}_3$ и $\vec{F}_4$, действующие на стороны *ad* и *bc*, поскольку эти стороны теперь тоже расположатся перпендикулярно силовым линиям. Но все эти силы будут действовать вдоль плоскости рамки, растягивая ее, но не вращая, поэтому вращающий момент *M* этих сил станет равен нулю.

Если силу тока I в рамке или ее площадь S изменить в несколько раз, то и момент сил $M_{\max}$, вращающий рамку, изменится во столько же раз. Но величина, равная отношению максимального момента сил, вращающего рамку, к силе тока в ней и ее площади, будет для данного магнитного поля всегда оставаться постоянной при любых токах и площадях любых рамок и контуров, вносимых в это поле. Эта величина называется *индукцией магнитного поля* $\vec{B}$ (*или магнитной индукцией*).

Индукция магнитного поля – это величина, равная отношению максимального момента сил, вращающего рамку с током в этом поле, к силе тока в рамке и ее площади,

$$\boxed{B = \frac{M_{\max}}{IS}} \qquad (145.1)$$

Физический смысл индукции магнитного поля: *индукция магнитного поля равна максимальному моменту сил, вращающему рамку единичной площади с единичной силой тока в ней.*

Можно дать другое определение индукции магнитного поля. Если силу тока в проводнике или его длину изменить в несколько раз, то и величина силы Ампера изменится во столько же раз, но отношение величины этой силы к силе тока в проводнике и его длине в данном магнитном поле всегда будет постоянной величиной, которую называют индукцией магнитного поля $\vec{B}$.

Другое определение индукции магнитного поля: *индукция магнитного поля это величина равная отношению максимальной силы Ампера, действующей на проводник с током в магнитном поле, к силе тока в этом проводнике и его длине в магнитном поле*:

$$\boxed{B = \frac{F_{\max}}{Il}}$$

Здесь I – сила тока в проводнике, l – его длина в магнитном поле.

Физический смысл индукции магнитного поля: *индукция магнитного поля равна максимальной силе Ампера, действующей в магнитном поле на проводник единичной длины с единичной силой тока в нем.* Напомним, что сила Ампера максимальна, когда проводник расположен перпендикулярно магнитным линиям поля (см. рис. 147-1, глава 147).

Еще одно равнозначное определение индукции магнитного поля, которое полезно знать, особенно при подготовке к экзамену в наукоемком вузе, мы дадим в гл. 149, когда рассмотрим действие магнитного поля на движущуюся в нем заряженную частицу.

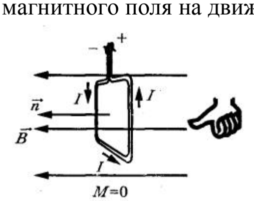


Рис. 145-3

Индукция магнитного поля – векторная величина. Вектор индукции магнитного поля сонаправлен с положительной нормалью *n* к плоскости рамки, когда она перпендикулярна магнитным линиям. При этом *за направление положительной нормали* $\vec{n}$ *принято направление поступательного движения правого винта, если его головку вращать по току в рамке*. Если под рукой нет правого винта (буравчика), то для определения направления положительной нормали $\vec{n}$ можно воспользоваться самой рукой – правой. Если четыре пальца правой руки свернуть по току в рамке (контуре), то большой палец, отставленный на 90°, покажет направление положительной нормали (рис. 145-3). Так можно определить, что на рис. 145-1 положительная нормаль к рамке *abcd*. направлена от чертежа к наблюдателю. Ее направление показано в центре рамки малым кружком с точкой посередине (стрелка вектора $\vec{n}$ летит на наблюдателя, и он видит ее острие).

Но подчеркнем, что направление внешнего магнитного поля индукцией $\vec{B}$ не зависит от направления положительной нормали $\vec{n}$ к плоскости рамки. Просто они сона-правлены только тогда, когда плоскость рамки перпендикулярна силовым линиям магнитного поля, благодаря чему его направление можно определить с помощью этой нормали $\vec{n}$. Также и величина индукции $\vec{B}$ не зависит ни от силы тока в рамке, с помощью которой исследуют поле, ни от ее площади, а зависит от тех движущихся зарядов, токов или магнитов, вокруг которых это поле создано и с которыми оно неразрывно связано. Например, однородное магнитное поле, изображенное на рис. 145-1 и 145-2, может быть создано внутри длинной катушки с током, которая на этом рисунке не изображена. Так вот, от силы тока в этой катушке индукция нашего магнитного поля зависит, а ее направление зависит от направления этого тока (но не от тока в пробной рамке *abcd*). От чего еще зависит индукция магнитного поля катушки с током, мы поговорим немного позже.

Единица индукции магнитного поля в СИ – *тесла* (Тл). Она названа в честь югославского физика Н. Тесла. Физический смысл этой единицы: 1 Тл – *это индукция такого однородного магнитного поля, в котором на рамку площадью* 1 м^2 *с током силой* 1 А *действует максимальный вращающий момент сил* 1 Н·м:

$$\text{Тл} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{А} \cdot \text{м}^2};$$

или 1 Тл – *это индукция такого однородного магнитного поля, в котором на проводнике длиной* 1 м *с током* 1 А *действует максимальная сила Ампера* 1 Н:

$$\text{Тл} = \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}};$$

Другие единицы индукции магнитного поля – милли-тесла (мТл), килотесла (кТл), мегатесла (МТл).

1 мТл = $1 \cdot 10^{-3}$ Тл, 1 кТл = $1 \cdot 10^3$ Тл, 1 МТл = $1 \cdot 10^3$ Тл.

Индукция магнитного поля $\vec{B}$ является его *силовой характеристикой*. Напомним, что силовой характеристикой электрического поля является его напряженность $\vec{E}$.

Рис. 145-4

Теперь дадим определение силовой линии магнитного поля или магнитной линии, или линии вектора магнитной индукции (так ее называют в разных учебниках): *силовой линией магнитного поля называется линия, в каждой точке которой вектор индукции магнитного поля* $\vec{B}$ *направлен по касательной к ней* (рис. 145-4). Так будет, если магнитная линия кривая, а если она прямая, как на рис. 145-3, то вектор индукции магнитного поля сонаправлен с ней.

Как и в случае электрического поля, густоту магнитных линий договорились выбирать такой, чтобы *число линий, пересекающих некоторую единичную площадку, расположенную перпендикулярно им, было равно величине индукции магнитного поля в этом месте*. Так, если индукция магнитного поля равна, например, 5 Тл, то можно через 1 см^2 провести пять магнитных линий и тем самым охарактеризовать величину магнитного поля графически. Чем *гуще* будут располагаться в некоторой области магнитные линии, тем больше там индукция магнитного поля. Подчеркнем еще раз, что магнитные линии всегда замкнуты сами на себя, а если на рисунке магнитная линия не *замкнута*, значит, на нем изображена лишь часть ее. Как и силовые линии электрического поля, магнитные силовые линии никогда *не пересекаются*, потому что их пересечение означало бы, что одно и то же магнитное поле в точке пересечения имеет два разных направления, что не имеет смысла.

146. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПРЯМОГО И КРУГОВОГО ТОКОВ. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛЕНОИДА

1. Магнитное поле прямого тока

Если вокруг прямого проводника с током посыпать на гладкую поверхность металлические опилки и постучать пальцем по поверхности так, чтобы они, слегка подпрыгнув, расположились в воздухе по силовым линиям магнитного поля этого тока (иначе сила трения между опилками и поверхностью может оказаться слишком велика и они не смогут сориентироваться в магнитном поле), то опилки расположатся по концентрическим окружностям, охватывающим этот проводник.

Магнитные линии прямого тока представляют собой концентрические окружности, охватывающие проводник, с центром на проводнике с током.

Рис. 146-1

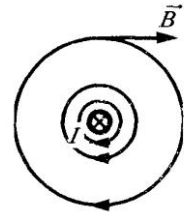


Рис. 146-2

На рис. 146-1 показано ярким кружком сечение прямого проводника с током, идущим от чертежа на наблюдателя. Направление тока изображено точкой в центре кружка, а сам прямой проводник расположен перпендикулярно плоскости чертежа. Тонкие окружности, охватывающие яркий кружок, изображают собой магнитные линии прямого тока. Их направление тоже можно определить по правилу правого винта (буравчика): *если поступательное движение правого винта направить по току в проводнике, то направление вращения его головки укажет направление магнитных линий. Если под рукой нет буравчика, то воспользуйтесь своей правой рукой: если большой палец правой руки, отставленный на 90°, направить по току в проводнике (на себя), то четыре свернутых в полуокружность пальца покажут направление магнитных линий вокруг проводника*.

Воспользовавшись этим правилом, убедимся, что на рис. 146-1 магнитные линии направлены против часовой стрелки, а на рис. 146-2 – по часовой стрелке, так как здесь ток в сечении проводника направлен от нас за чертеж (он показан крестиком внутри яркого кружка, обозначающего сечение проводника). При этом во всех точках силовых линий вектор магнитной индукции B направлен по касательной к ним.

Величина индукции магнитного поля $\vec{B}$, возникшего вокруг прямого тока силой I в точке m на расстоянии r от проводника, определяется формулой

$$\boxed{B = \mu_0 \mu \frac{I}{2\pi r}} \qquad (146.1)$$

Индукция магнитного поля прямого тока в некоторой точке прямо пропорциональна силе этого тока и обратно пропорциональна расстоянию от этой точки до проводника с током.

Здесь и далее $\mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ Н/А^2 (или Гн/м) – *магнитная постоянная*, величина которой зависит только от выбора системы единиц (здесь она дана в СИ), μ – *относительная магнитная проницаемость среды*, в которой располагается проводник с током. Эта безразмерная скалярная величина показывает, *во сколько раз изменяется индукция магнитного поля при переносе проводника с током из вакуума в данную среду*.

$$\mu = \frac{B}{B_0} \qquad (146.2)$$

Здесь B_0 – индукция магнитного поля в вакууме, B – индукция магнитного поля в среде с магнитной проницаемостью μ.

Относительная магнитная проницаемость большинства веществ примерно равна единице. Лишь у ферромагнетиков она достигает 10^3–10^6.

Таким образом, чем ближе к проводнику с током, тем больше магнитная индукция и тем гуще располагаются магнитные линии.

2. Индукция магнитного поля кругового тока

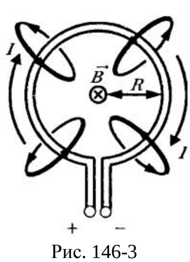


Рис. 146-3

Пусть ток силой I течет по круговому проводнику (т. е. проводник имеет форму окружности) радиусом R. При этом магнитные линии этого тока тоже будут иметь вид окружностей, охватывающих проводник и располагающихся в плоскостях, перпендикулярных проводнику. Если вращать головку правого винта по току (или согнуть полукругом пальцы правой руки в направлении тока I), то его поступательное движение (или большой палец правой руки) покажет направление вектора индукции поля кругового тока в его центре. На рис. 146-3 круговой ток течет по часовой стрелке и вектор индукции магнитного поля $\vec{B}$ направлен в центре кругового тока от нас за чертеж, т. е. мы видим крестик – оперение стрелки $\vec{B}$, улетающей от нас (убедитесь в этом самостоятельно с помощью своей правой руки).

Величина индукции B магнитного поля кругового тока радиусом R с силой тока I определяется формулой

$$\boxed{B = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}} \qquad (146.3)$$

Индукция магнитного поля кругового тока прямо пропорциональна силе тока и обратно пропорциональна его радиусу.

3. Индукция магнитного поля катушки с током (соленоида)

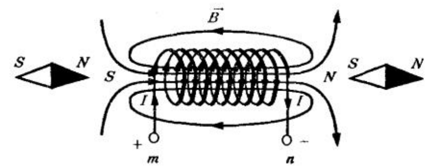


Рис. 146-4

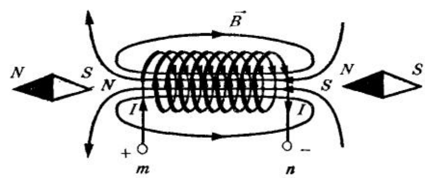


Рис. 146-5

Свернем проводник, концы которого подключены к полюсам источника тока тип, в длинную прямую катушку так, чтобы ее витки располагались вплотную друг к другу (но нарисовать так мы не сможем, потому что тогда внутри катушки не будут видны магнитные линии и вектор $\vec{B}$). Такую катушку с током называют *соленоидом*, а если она к тому же еще и свернута кольцом, то – *тороидом*. Если полюс источника тока m положительный, а n – отрицательный, то по катушке потечет ток так, как это показано на рисунке. При этом в левом торце катушки ток будет течь по часовой стрелке (на рис. 146-4 катушка слегка развернута к нам этим торцом). Если внутри катушки посыпать металлические опилки, то они расположатся по параллельным прямым. Это свидетельствует о том, что *внутри длинной катушки с током магнитные линии имеют вид параллельных прямых*, которые, выходя из катушки, загибаются и охватывают ее, замыкаясь сами на себя (незамкнутые просто не дорисованы).

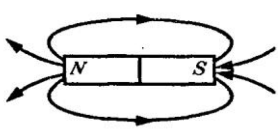


Рис. 146-6

Катушка с током является *электромагнитом*, подобным *полосовому магниту* (рис. 146-6). На ее концах имеются северный N и южный S полюса. Если ток в торце катушки течет по часовой стрелке, как бы повторяя букву S, то это южный полюс катушки. Если к нему поднести магнитную стрелку, то она повернется к катушке своим северным острием, поскольку *притягиваются разноименные полюса магнитов, а одноименные – отталкиваются* (как и электрические заряды). Если ток в торце катушки течет против часовой стрелки, как бы повторяя букву N, то это северный полюс катушки. Если к нему поднести магнитную стрелку, то она притянется к катушке своим южным острием.

Если катушку сделать бесконечно длинной, то внутри нее магнитное поле будет однородным.

Однородным магнитным полем называется поле, в каждой точке которого вектор магнитной индукции одинаков по величине и направлению. Магнитные линии однородного магнитного поля представляют собой параллельные прямые, расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга.

У катушки конечных размеров однородность на ее концах нарушается, но внутри длинной катушки ближе к ее середине поле можно считать однородным. Вектор индукции магнитного поля внутри катушки всегда направлен от ее южного полюса к северному. Если головку правого винта (буравчика) вращать по току в торце катушки, то его поступательное движение будет сонаправлено с вектором индукции магнитного поля $\vec{B}$ внутри катушки. Можно воспользоваться для этого своей правой рукой: *если четыре пальца правой руки загнуть по направлению тока в торце катушки, то направление большого пальца, отставленного на 90°, совпадет с направлением вектора индукции магнитного поля внутри катушки.*

Изменить направление магнитного поля внутри катушки и поменять полярность ее концов можно, изменив направление тока в ней, для чего надо поменять знаки на полюсах m и n источника тока. Но можно изменить полярность полюсов катушки и другим способом, не меняя знаки ее концов тип. Для этого надо изменить направление намотки проводника катушки. Так, на рис. 146-4 катушка намотана как бы от чертежа к наблюдателю (мы видим выделенную жирной линией правую часть витка, в которой ток течет сверху вниз). Можно, не меняя знаков на полюсах источника тока, к которым подключены концы проводника катушки, изменить направление ее намотки, наматывая проводник от нас за чертеж (рис. 146-5). При этом выделена жирной линией левая часть витка, в которой ток течет снизу вверх. Теперь катушка слегка развернута к нам своим правым торцом, в котором ток течет по часовой стрелке, поэтому теперь правый конец катушки стал ее южным полюсом, а левый – северным (а при прежнем направлении намотки все было наоборот).

Таким образом, для изменения полярности катушки (т. е. чтобы ее бывший северный полюс сделать южным и наоборот, южный – северным), надо, не меняя направления намотки катушки, изменить направление тока в ней, или, не меняя направления тока, изменить направление намотки катушки.

Индукция магнитного поля $\vec{B}$ внутри бесконечно длинной катушки (соленоида) или внутри катушки, свернутой в кольцо (тороида), с током силой I определяется формулой

$$B = \mu_0 \mu n I \qquad (146.4)$$

Здесь n – число витков катушки на единице ее длины. Если на длине l катушки содержится N витков, то число витков на единице длины (или концентрация витков) равно

$$\boxed{n = \frac{N}{l}}$$

Индукция внутри бесконечно длинного соленоида (или тороида) прямо пропорциональна числу витков на единице длины соленоида и силе тока в нем.

147. СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ПРОВОДНИК С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ (СИЛА АМПЕРА). МОМЕНТ СИЛ, ВРАЩАЮЩИХ КОНТУР С ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На проводник с током в магнитном поле действует сила, названная *силой Ампера* $\vec{F}_A$ по имени французского ученого А. Ампера, разработавшего в первой половине XIX века теорию магнетизма.

Рассмотрим рис. 147-1. Поместим прямой проводник длиной l с током силой I в однородное магнитное поле индукцией $\vec{B}$ перпендикулярно магнитным линиям поля. Пусть вектор индукции магнитного поля направлен вниз, а ток в проводнике идет от нас за чертеж (конечно, на рис. 147-1 изображен не весь проводник, а лишь часть его длиной l). При этом на проводник будет действовать сила Ампера, направленная влево. Направление силы Ампера можно определить по правилу левой руки.

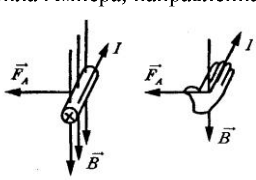


Рис. 147-1

Напомним его: *если ладонь левой руки расположить так, чтобы магнитные линии входили в ладонь, а четыре вытянутых пальца направить по току в проводнике, то большой палец, отставленный на 90°, покажет направление силы Ампера, действующей на этот проводник в данном магнитном поле*.

Если изменить направление магнитного поля, не меняя направления тока в проводнике, то направление силы Ампера изменится на противоположное. На рис. 147-2 магнитное поле теперь направлено вверх, а ток по-прежнему течет по проводнику от нас за чертеж. Применив правило левой руки, убедимся, что теперь сила Ампера будет направлена вправо.

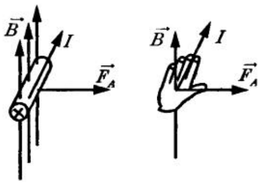


Рис. 147-2

Таким образом, направление силы Ампера, действующей на проводник с током в магнитном поле, зависит от направления магнитных линий поля и направления тока в проводнике.

Если проводник с током расположить параллельно магнитным линиям, то сила Ампера на него действовать не будет.

Величина силы Ампера зависит от индукции магнитного поля, силы тока в проводнике, длины проводника в магнитном поле и угла между направлением магнитного поля и направлением тока в проводнике. Если проводник расположен перпендикулярно магнитным линиям, то сила Ампера, действующая на него, равна произведению индукции магнитного поля, силы тока в проводнике и его длины в магнитном поле.

$$F_A = BIl \qquad (147.1)$$

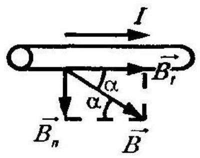


Рис. 147-3

Расположим проводник в магнитном поле так, чтобы между направлением магнитной линии и направлением тока в проводнике был некоторый угол а (рис. 147-3).

Разложим вектор индукции магнитного поля $\vec{B}$ на тангенциальную $\vec{B}_t$ и нормальную $\vec{B}_n$ составляющие. Тангенциальная составляющая не участвует в создании силы Ампера, поскольку она параллельна току в проводнике, а участвует только нормальная составляющая, перпендикулярная проводнику. Тогда согласно формуле (147.1)

$$F_A = B_n Il\,.$$

Из прямоугольного треугольника, в котором вектор $\vec{B}$ является гипотенузой, следует, что $B_n = B\sin\alpha$.

Тогда

$$F_A = BIl\sin\alpha \qquad (147.2)$$

Формулу (147.2) называют *законом Ампера*.

Закон Ампера: *сила, действующая на проводник с током в однородном магнитном поле, равна произведению магнитной индукции этого поля, силы тока в проводнике, длины проводника в магнитном поле и синуса угла между направлением магнитного поля и направлением тока в проводнике*.

Если в магнитном поле находится проводник с током, согнутый в виде рамки или контура, то на него будут действовать силы, создающие вращающий момент сил (см. гл. 145). Направление этого момента сил будет зависеть от направления магнитного поля и направления тока в проводнике. На рис. 145-1 вектор вращающего момента сил $M_{\max}$ направлен вверх. Его направление можно определить также по правилу буравчика: *если головку буравчика вращать по направлению вращающего действия сил, приложенных к контуру с током в магнитном поле, то поступательное движение буравчика будет сона-правлено с вектором момента силы*. Можно также воепользоваться следующим приемом: надо свернуть четыре пальца правой руки в направлении вращающего действия пары сил (на рис. 145-1 – сил $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, вращающих рамку), тогда большой палец, отставленный на 90°, покажет направление вектора момента сил.

Величину момента сил M, вращающих контур площадью S с током силой I в магнитном поле индукцией $\vec{B}$, можно определить по формуле

$$\boxed{M = BIS\sin\alpha} \qquad (147.3)$$

Здесь α – угол между направлением вектора индукции магнитного поля и направлением положительной нормали $\vec{n}$ к контуру.

Момент сил, вращающих контур с током в однородном магнитном поле, равен произведению индукции этого поля, силы тока в контуре, площади контура и синуса угла между векторами магнитной индукции и нормали к плоскости контура.

Вращение контура с током в магнитном поле применяется в электродвигателях, в электроизмерительных приборах и т. д.

148. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ТОКОВ

Вокруг проводников с током, расположенных вблизи друг друга, существуют магнитные поля, каждое из которых оказывает силовое воздействие на соседний проводник, находящийся в этом поле. Поэтому проводники с током, расположенные параллельно друг другу, притягиваются или отталкиваются в зависимости от направления тока в них.

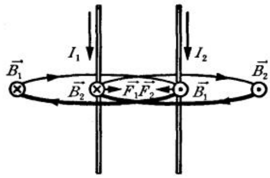


Рис. 148-1

Рассмотрим рис. 148-1. На нем изображены два прямых параллельных проводника с токами I_1 и I_2, текущими по ним в одинаковом направлении – сверху вниз. Вокруг проводника с током I_1 имеется его магнитное поле индукцией $\vec{B}_1$, магнитные линии которого в месте пересечения ими проводника с током I_2, направлены от чертежа к нам (точка в кружочке на проводнике с током I_2). Направьте большой палец правой руки вниз параллельно проводникам, тогда четыре свернутые пальца покажут вам направление, в котором «крутятся» магнитные линии вокруг этих токов.

Воспользовавшись правилом левой руки, определим, что еила Ампера $\vec{F}_2$, приложенная к проводнику с током I_2 со стороны магнитного поля индукцией $\vec{B}_1$, направлена влево. Поверните ладонь левой руки навстречу вектору $\vec{B}_1$, а четыре вытянутых пальца направьте по току I_2, тогда большой палец левой руки, отставленный на 90°, покажет направление силы $\vec{F}_2$. Если вы все сделали правильно, то убедитесь, что она будет направлена влево.

Но вокруг тока I_2 есть свое магнитное поле индукцией $\vec{B}_2$, которое там, где его магнитные линии пересекают проводник с током I_1, направлено от нас за чертеж (кружок с крестиком). Применив правило левой руки к этому проводнику, убедимся, что сила Ампера $\vec{F}_1$, приложенная к проводнику с током I_1 со стороны магнитного поля правого проводника, направлена вправо навстречу силе $\vec{F}_2$. Под действием этих сил проводники будут притягиваться друг к другу.

Параллельные прямые проводники с токами, текущими в одном направлении, притягиваются друг к другу под действием сил со стороны магнитных полей, окружающих эти проводники.

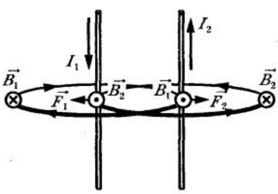


Рис. 148-2

Теперь обратимся к рис. 148-2. Здесь токи в параллельных проводниках текут по отношению друг к другу анти-направлено: ток I_1 – по-прежнему вниз, а ток I_2 – вверх. Применив правила буравчика и левой руки к каждому проводнику, убедимся, что силы Ампера $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$ изменили свое направление на противоположное и теперь под их действием проводники будут отталкиваться друг от друга.

Параллельные прямые проводники с токами, текущими антинаправлено друг другу, отталкиваются под действием сил, приложенных к ним со стороны магнитных полей этих токов.

Выведем формулу силы Ампера, действующей на участок длиной l каждого из двух параллельных бесконечно длинных прямых проводников с токами силой I_1 и I_2, расположенных на расстоянии d друг от друга в среде с относительной магнитной проницаемостью м. Согласно формуле (147.1) сила Ампера $\vec{F}_1$, действующая на проводник с током I_2, расположенный в магнитном поле индукцией $\vec{B}_1$ перпендикулярно его магнитным линиям, равна

$$F_2 = B_1 I_2 l\,.$$

Согласно формуле (146.1) индукция B_1 магнитного поля прямого тока I_1 на расстоянии d от проводника с током I_1 равна

$$B_1 = \mu_0 \mu \frac{I_1}{2\pi d}\,.$$

Подставив это выражение в предыдущую формулу, получим:

$$F_2 = \mu_0 \mu \frac{I_1 I_2}{2\pi d} l \qquad (148.1)$$

По третьему закону Ньютона сила $\vec{F}_2$, с которой первый проводник посредством своего магнитного поля действует на второй, по модулю равна и антинаправлена силе $\vec{F}_1$, с которой второй проводник посредством своего поля действует на первый.

Сила, с которой два параллельных прямых бесконечно длинных проводника с токами действуют друг на друга посредством окружающих их магнитных полей, прямо пропорциональна произведению сил токов в них, длине участка, на который действует эта сила, и обратно пропорциональна расстоянию между проводниками.

149. СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ЗАРЯД, ДВИЖУЩИЙСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Поскольку на проводник с током в магнитном поле действует сила, а ток – это упорядоченное движение электрических зарядов, значит, на движущиеся в магнитном поле заряды тоже действуют силы. *Сила, с которой магнитное поле действует на движущийся в нем заряд, называется силой Лоренца* $\vec{F}_Л$.

Выведем формулу силы Лоренца с помощью закона Ампера. Сила Ампера F_A, действующая на проводник длиной l с током силой I , расположенный в однородном магнитном поле индукцией B под углом α к магнитным линиям, согласно (3-2) равна:

$$F_A = BIl\sin\alpha \, .$$

Выразим силу тока I через заряд q , проходящий через поперечное сечение проводника за время t :

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

Тогда $F_A = Bq\frac{l}{t}\sin\alpha$.

Здесь $\frac{l}{t} = \upsilon$ – скорость упорядоченного движения зарядов по проводнику.

Теперь представим, что заряд q движется со скоростью υ вне проводника. Тогда силу, действующую на него, мы назвали силой Лоренца. Заменив в предпоследней формуле F_A на $F_Л$ и $\frac{l}{t}$ на υ , получим формулу силы Лоренца:

$$\boxed{F_0 = Bq\upsilon\sin\alpha} \qquad (149.1)$$

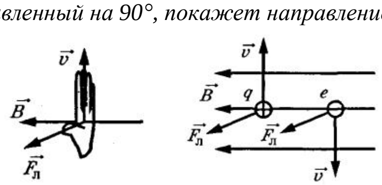
Сила Лоренца, действующая на заряд, движущийся в однородном магнитном поле, равна произведению индукции этого поля на заряд, на скорость его движения и на синус угла между направлением магнитного поля и направлением движения заряда (т. е. между направлениями векторов $\vec{\upsilon}$ и $\vec{B}$).

Еще одно определение индукции магнитного поля: *индукция магнитного поля равна отношению максимальной силы Лоренца, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле, к этому заряду и скорости его движения*:

$$\boxed{B = \frac{F_{Лm}}{q\upsilon}}$$

Направление силы Лоренца зависит от направления магнитного поля (т. е. от направления вектора $\vec{B}$), направления движения заряда (т. е. от направления вектора $\vec{\upsilon}$) и знака заряда. Определить направление силы Лоренца можно тоже по правилу левой руки.

Правило левой руки для определения направления силы Лоренца: *если ладонь левой руки расположить так, чтобы магнитные линии входили в нее, а четыре вытянутых пальца направить по направлению движения положительного заряда (или против направления движения отрицательного заряда), то большой палец, отставленный на 90°, покажет направление силы Лоренца* (рис. 149-1, а).



а б

Рис. 149-1

На рис. 149-1, б положительный заряд q и отрицательный заряд e движутся в магнитном поле индукцией $\vec{B}$ в противоположных направлениях. При этом на них действует сила Лоренца $\vec{F}_Л$, направленная от чертежа к наблюдателю. Легко убедиться с помощью правила левой руки, что, если изменить направление магнитного поля (т. е. вектора $\vec{B}$) или направление движения заряда (т. е. вектора $\vec{\upsilon}$), то направление силы Лоренца тоже изменится.

Но как бы ни была направлена сила Лоренца, она всегда перпендикулярна вектору скорости и, следовательно, вектору перемещения заряда, поэтому она работы перемещения заряда в магнитном поле *не совершает*, вследствие чего *кинетическая энергия заряда*, движущегося в магнитном поле под действием силы Лоренца, *не изменяется*.

Из механики мы знаем, что если на тело действует постоянная по модулю сила, все время перпендикулярная вектору скорости тела, то такое тело движется равномерно по окружности (см. п. 10). Таким образом, заряженная частица, влетевшая в однородное магнитное поле перпендикулярно его магнитным линиям, *движется равномерно по окружности*, охватывающей магнитные линии. При этом направление ее движения по окружности зависит от знака заряда частицы.

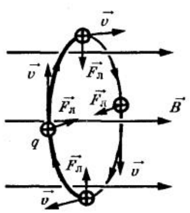


Рис. 149-3

На рис. 149-2 положительно заряженная частица с зарядом q, влетевшая в однородное магнитное поле индукцией $\vec{B}$ в направлении, показанном вектором $\vec{\upsilon}$, движется вокруг магнитных линий по часовой стрелке. Если же в это магнитное поле влетит отрицательно заряженная частица e (например, электрон) тоже перпендикулярно линиям магнитного поля, то она станет двигаться вокруг магнитных линий против часовой стрелки.

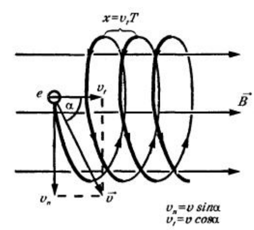


Рис. 149-4

Если заряженная частица влетает в магнитное поле под углом к магнитным линиям, то она станет *двигаться по винтовой линии* (рис. 149-3), вращаясь по окружности с линейной скоростью, равной нормальной составляющей υ_n вектора скорости $\vec{\upsilon}$, и одновременно перемещаясь равномерно вдоль линий вектора индукции магнитного поля $\vec{B}$ с тангенциальной составляющей υ_t вектора скорости $\vec{\upsilon}$.

Расстояние x, которое она пролетит вдоль магнитной линии за один оборот, называется *шагом винта*. Поскольку вдоль магнитной линии частица движется с постоянной скоростью $\upsilon_t = \upsilon \cos\alpha$, то шаг винта равен

$$x = \upsilon T \cos\alpha .$$

Здесь T – период, т. е. время одного оборота частицы вокруг магнитных линий.

Если заряженная частица движется одновременно в электрическом и магнитном полях (т. е. в электромагнитном поле), то на нее действует обобщенная сила Лоренца $\vec{F}_{об}$, равная векторной сумме силы Лоренца $\vec{F}_Л$, действующей на нее со стороны магнитного поля, и силы Кулона $\vec{F}_К$, действующей со стороны электрического поля.

$$\vec{F}_{об} = \vec{F}_Л + \vec{F}_К .$$

150. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА И МАССЫ ИОНА С ПОМОЩЬЮ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА

Масс-спектрометр представляет собой прибор, позволяющий определить удельный заряд иона, т. е. отношение его заряда к массе, а если заряд иона известен, то и его массу.

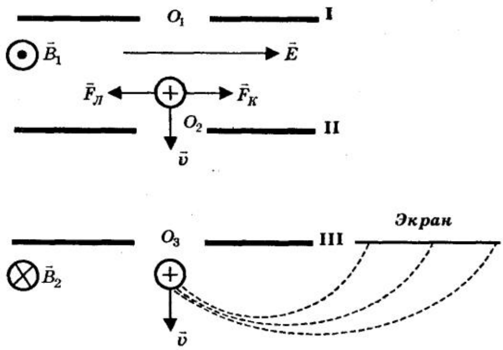


Рис. 150-1

Масс-спектрометр представляет собой камеру, в которой имеются три непрозрачные для ионов перегородки I, II и III с отверстиями O_1, O_2 и O_3 (рис. 150-1), через которые пролетают ионы. Между перегородками I и II создают однородное электрическое поле напряженностью E (на рис. 150-1 вектор $\vec{B}_1$ направлен от чертежа к нам). Если сквозь отверстие в перегородке I пролетает положительный ион со скоростью $\vec{\upsilon}$, перпендикулярной векторам $\vec{E}$ и $\vec{B}_1$, то на него в электрическом и магнитном полях действуют антинаправленные сила Кулона $\vec{F}_К$ и сила Лоренца $\vec{F}_Л$. При некоторой скорости иона эти силы окажутся уравновешенными, и тогда ион будет двигаться в соответствии с первым законом Ньютона равномерно и прямолинейно и пролетит сквозь отверстия O_2 и O_3 в перегородках II и III с прежней скоростью $\vec{\upsilon}$. А если в пучке ионов есть такие, у которых иная скорость, то электрическая и магнитная силы не будут уравновешены. Тогда под действием результирующей этих сил, равной разности $\vec{F}_К$ и $\vec{F}_Л$, ион станет двигаться с ускорением влево или вправо и сквозь отверстия O_2 и O_3 не проникнет. Так, благодаря действию электрического и магнитного полей между первой и второй диафрагмами, сквозь отверстие O_3 пролетают только ионы, имеющие одинаковую скорость, а ионы с иной скоростью отфильтровываются.

Пролетев сквозь отверстие O_3, положительный ион массой m с зарядом q попадает в однородное магнитное поле индукцией $\vec{B}_2$, направленное на рис. 150-1 от нас за чертеж перпендикулярно скорости иона $\vec{\upsilon}$. При этом на него начинает действовать сила Лоренца $F_Л = B_2 q\upsilon$. Под действием этой силы ион станет двигаться по дуге окружности радиусом R с центростремительным ускорением, равным согласно второму закону Ньютона:

$$a_ц = \frac{F_Л}{m} = \frac{B_2 q\upsilon}{m} \tag{150.1}$$

Из кинематики нам известна формула, связывающая центростремительное ускорение тела с его линейной скоростью υ:

$$a_ц = \frac{\upsilon^2}{R} \tag{150.2}$$

Приравняем (150.1) и (150.2) и из полученного равенства определим удельный заряд иона $\frac{q}{m}$:

$$\frac{\upsilon^2}{R} = \frac{B_2 q\upsilon}{m}, \text{ откуда } \frac{q}{m} = \frac{\upsilon}{B_2 R} \tag{150.3}$$

т

Экран масс-спектрометра покрыт веществом, которое светится под ударами ионов. Зная расстояние от отверстия O_3 до места вспышки на экране при ударе о него иона, можно разделить это расстояние пополам и тем самым определить радиус R полуокружности, по которой движется ион. При известных скорости иона υ и индукции магнитного поля B_2, определив радиус его траектории R, по формуле (150.3) можно вычислить удельный заряд иона, а затем – и его массу.

С помощью масс-спектрометра ученые определили массы всех элементов таблицы Менделеева.

151. УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ускорителями заряженных частиц называют устройства, с помощью которых заряженным частицам сообщают большую энергию.

Различают *линейные* и *циклические* ускорители. В линейных ускорителях частицы движутся вдоль силовых линий электрического поля прямолинейно с ускорением под действием электрической силы. Известно, что заряженные *частицы, движущиеся с ускорением, излучают электромагнитные волны* и при этом теряют энергию, сообщаемую им электрическим полем. Чтобы этого избежать, ускоряющее поле создают в специальных зазорах на небольших участках траектории частицы, а между этими зазорами частица движется с постоянной скоростью. В современных линейных ускорителях электронов сообщаемая им энергия достигает десятков гигаэлектронвольт (1 ГэВ = 10^9 эВ). К недостатку этих ускорителей относят их большую длину, необходимую для разгона частиц.

Этого недостатка лишены циклические ускорители – *циклотрон, фазотрон, синхротрон* и *синхрофазотрон*. Во всех этих ускорителях заряженные частицы влетают в магнитное поле перпендикулярно его силовым линиям и движутся по окружности, которая охватывает эти линии, под действием силы Лоренца. Ускоряются частицы на небольшом участке их траектории, где включают электрическое поле.

Рис. 151-1

Рассмотрим действие *циклотрона*, схема которого изображена на рис. 151-1. Из источника частиц – *инжектора* 1 – они влетают в магнитное поле индукцией $\vec{B}$. Вектор магнитной индукцией $\vec{B}$ на рис. 150-1 направлен перпендикулярно вектору скорости $\vec{\upsilon}$ положительно заряженной частицы. Частица движется внутри полукруглых пустотелых электродов 2 – *дуантов* – помещенных между полюсами электромагнита, по круговой траектории с постоянной скоростью.

Когда она пролетает через промежуток 3 между дуан-тами, включается электрическое поле, ускоряющее частицу. Через пол-оборота частица снова пролетает через зазор между дуантами, но уже в противоположном направлении. Чтобы опять увеличить ее скорость, в этот момент снова включают электрическое поле, вектор напряженности которого направлен противоположно первоначальному. Таким образом, электрическое поле как бы играет роль хлыста, которым наездник подгоняет лошадь-частицу, гоняя ее по кругу. При этом период T, т. е. время одного оборота частицы, не изменяется.

Согласно уравнению кинематики

$$\upsilon = \frac{2\pi R}{T}, \quad \text{откуда} \quad T = \frac{2\pi R}{\upsilon}.$$

Здесь R – радиус орбиты частицы.

При неизменном периоде T с ростом скорости υ увеличивается r адиус кривизны траектории частицы. В результате она движется по раскручивающейся спирали. Когда кинетическая энергия частицы становится достаточно велика, она вылетает сквозь выводное устройство туда, где ее энергию используют по назначению.

Циклотрон не позволяет частицам достичь очень больших энергий, не более 10 МэВ для тяжелых частиц, т. е. разгоняет их только до скоростей порядка $10^5 - 10^6$ м/с. При дальнейшем увеличении их скорости начинают складываться релятивистские эффекты – эффекты околосветовых скоростей – которые мы рассмотрим позже, при изучении темы «Теория относительности». В частности, при этом меняется период обращения частицы и нарушается синхронизация (одновременность) момента пролета частицей зазора между дуантами и момента включения электрического поля, ускоряющего ее.

Для ускорения частиц до релятивистских скоростей (т. е. порядка $10^7 - 10^8$ м/с) применяют *синхротрон* – ускоритель, в котором увеличивают индукцию магнитного поля при неизменных периоде вращения и радиусе орбиты частицы. Но при этом частица движется по траектории внутри дуантов с ускорением и неизбежно излучает электромагнитные волны, теряя энергию, которую ей сообщают электрическое и магнитное поля.

В *фазотроне* индукция магнитного поля, а значит, и скорость частиц в дуантах, остаются постоянными, а частоту включения электрического поля изменяют в соответствии со временем подлета частицы к зазору между дуантами. Ускоритель, сочетающий в себе принципы действия циклотрона и фазотрона, называется *синхрофазотроном*. В нем нет дуантов, а частицы движутся внутри вакуумной трубки по круговой траектории постоянного радиуса под действием нарастающего магнитного поля и ускоряющего их на отдельных участках траектории электрического поля.

Современные ускорители позволяют разгонять даже тяжелые частицы-протоны – до скоростей 0,999998 c, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Такие высокоэнергичные частицы незаменимы в ядерных исследованиях, позволяющих ученым проникнуть в тайны строения материи.

152. ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЬ. МАГНИТОГИДРО ДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР. ПОНЯТИЕ О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

1. Электродвигатель

Электрическим двигателем называют устройство, в котором электрическая энергия тока превращается в механическую энергию вращения.

Рассмотрим принцип действия простейшего электродвигателя, работающего на постоянном токе. Между полюсами магнита создается однородное магнитное поле.

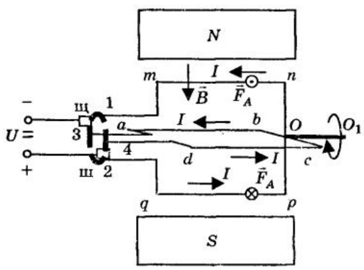


Рис. 152-1

На рис. 152-1 вектор индукции этого поля $\vec{B}$ направлен вниз, от северного полюса магнита N к южному S. В это магнитное поле помещены две проводящие рамки *abcd*. и *mnpq*, плоскости которых взаимно перпендикулярны. Рамки соединены в точке О с валом, который приводится во вращение.

Четыре конца рамок соединены с кольцевым металлическим *коллектором*, разрезанным на 4 части: концы рамки *mnpq* – с частями 1-2 коллектора, а концы рамки *abcd* – с частями 3-4. К каждой паре частей коллектора (1-3 и 2-4) тесно прижимаются проводящие пластины – щетки Щ – соединенные проводами источником постоянного напряжения *U*.

Ток идет все время по обеим рамкам. Но когда плоскость рамки *abcd* перпендикулярна магнитным линиям, плоскость рамки *mnpq* параллельна им.

При этом вращающий момент сил Ампера, действующих на рамку *mnpq*, максимален, а момент сил, действующих на рамку *abcd*, равен нулю, потому что, хоть силы Ампера и действуют на стороны *ab* и *cd* этой рамки, но действуют они в одной плоскости, поэтому они не вращают рамку, а растягивают, деформируют ее. На стороны *ad*, и *bc* силы Ампера вообще не действуют, так как эти стороны параллельны магнитным линиям. Через четверть оборота рамки поменяются местами, т. е. плоскость рамки *mnpq* окажется перпендикулярной магнитному полю, а плоскость рамки *abcd* – параллельной ему. Теперь максимальный момент сил будет действовать на рамку *abcd*, а на рамку *mnpq* он действовать не будет. В результате рамки с током в магнитном поле будут непрерывно вращаться, приводя во вращение вал, на который можно насадить, например колеса.

Максимальный момент пары сил Ампера M_m, вращающих рамку, определяется формулой

$$M_m = BIS,$$

где S – площадь рамки. С другой стороны, $M_m = J\omega$, где J – момент инерции рамки, зависящий от ее размеров и формы, ω – угловая скорость вращения рамки. Приравняв правые части этих равенств, получим:

$$BIS = J\omega, \text{ откуда } \boxed{\omega = \frac{BIS}{J}}$$

Следовательно, быстрота вращения рамки возрастает с увеличением индукции магнитного поля, силы тока в рамке, ее площади и с уменьшением момента инерции рамки.

Увеличивая число рамок, мы увеличиваем максимальный вращающий момент сил M_m.

Для N рамок $M_m = M_1 N$, где M_1 – момент сил, вращающих каждую рамку.

Изменяя полярность полюсов источника тока и с ней – направление тока в рамках, можно изменять и направление вращения рамок. Меняя посредством реостата силу тока в электромагните, можно регулировать частоту вращения рамок. На практике рамки (их называют «*обмотки*») наматывают на *якорь* – стальной цилиндр с пазами для укладки в них обмоток, а вместо постоянного магнита применяют чаще электромагнит со стальным сердечником для усиления магнитного поля – *индуктор*. Обмотки индуктора и якоря можно соединить последовательно для одновременного возбуждения магнитного поля и тока в обмотках. Такое соединение используют в электровозах и троллейбусах. Эти обмотки можно также соединять и параллельно, и тогда угловая скорость якоря не будет зависеть от силы тока в индукторе. Такие электродвигатели используют на производстве в станках и прокатных станах.

2. Магнитогидродинамичеекий генератор

Магнитогидродинамический генератор (МГД-генера-тор) – источник тока, в котором тепловая энергия непосредственно превращается в электрическую. Принцип действия МГД-генератора основан на разделении заряженных частиц противоположного знака в магнитном поле и отбрасывании их на электроды источника, к которым подведены провода внешней части цепи.

МГД – генератор состоит из *нагревателя* 1, *рабочего тела* 2, МГД – *канала* 3, *электродов* 4 и *магнитной системы* (рис. 152-2).

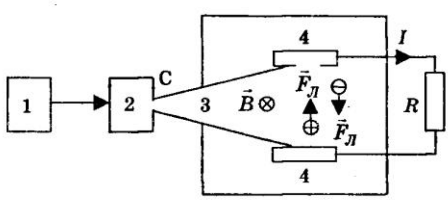


Рис. 152-2

В нагревателе рабочее тело – твердое топливо – превращено в *плазму*, т. е. в газ, почти полностью ионизированный. Ионы противоположных знаков разгоняются до требуемых скоростей (порядка 1000 км/с) и сквозь сопло С влетают через МГД-канал 3 в камеру с электродами 4 перпендикулярно вектору индукции $\vec{B}$ магнитного поля. В ней на разноименные ионы действуют в противоположных направлениях силы Лоренца $F_Л = Bq\upsilon$, в результате чего происходит разделение ионов и отброс их на электроды. Так тепловая энергия плазменной струи непосредственно превращается в электрическую.

МГД-генераторы позволяют достигать мощностей до 10^3 МВт с 1 м^3 плазмы и практически не дают вредных отходов. В г. Москве действует МГД-генератор, питающий током электросеть нашей столицы.

Проблемы, не позволяющие МГД-генераторам получить широкое распространение, состоят в трудностях работы с высокотемпературной плазмой.

3. Магнитное поле Земли

Земной шар окружен собственным магнитным полем, которое простирается на несколько десятков тысяч километров, образуя *земную магнитосферу* (рис. 152-3). Индукция этого поля у поверхности Земли порядка 10^{-5} Тл. Магнитное поле Земли защищает нас от потоков космических частиц, губительных для живых организмов. Налетая на Землю из Космоса, эти частицы движутся вокруг силовых линий магнитосферы, не попадая на поверхность Земли. Они как бы навиваются на магнитные линии и совершают колебания от одного полюса к другому на расстояниях в десятки тысяч километров от земной поверхности. Эта область пространства называется радиационным поясом. Поэтому в околоземном пространстве существует магнитная ловушка для космических частиц. Лишь вблизи земных поясов она отсутствует, и там космические лучи, проникая в космическую атмосферу, вызывают полярные сияния. Магнитных полюсов у земного шара два: *Северный* и *Южный*.

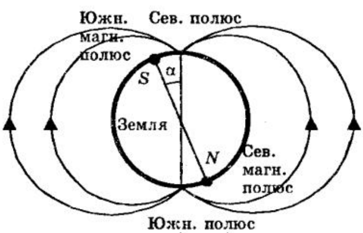


Рис. 152-3

Северный магнитный полюс Земли N находится недалеко от Южного географического полюса, а Южный магнитный полюс S – вблизи Северного географического полюса. Угол α между направлениями на Северный географический полюс и Южный магнитный называется *магнитным склонением*. Его необходимо учитывать при определении направления на Север с помощью магнитного компаса.

Вблизи магнитного полюса вектор индукции магнитного поля $\vec{B}$ перпендикулярен земной поверхности, а в иных точках он наклонен к ней. Угол между вектором $\vec{B}$ магнитного поля Земли и земной поверхностью называют *магнитным наклонением* β. Углы α и β полностью определяют направление вектора индукции магнитного поля Земли в данной точке земного шара.

153. МАГНИТНЫЙ ПОТОК

Пусть в однородном магнитном поле индукцией $\vec{B}$ находится некоторая площадка *S*, перпендикулярная магнитным линиям поля, которые ее свободно пересекают (рис. 153-1). *Магнитным потоком* Ф сквозь эту площадку (потоком вектора магнитной индукции) называется произведение индукции магнитного поля на величину площадки,

$$\Phi = BS\ .$$

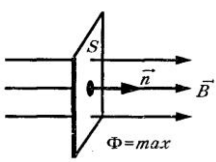


Рис. 153-1

Пусть к площадке жестко прикреплена нормаль $\vec{n}$, направление которой выбрано произвольно. В случае, изображенном на рис. 153-1, угол между нормалью $\vec{n}$ и вектором $\vec{B}$ равен нулю и при этом магнитный поток сквозь площадку *S* максимален. Вспомним, что модуль вектора магнитной индукции $\vec{B}$ равна числу магнитных линий, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную магнитному полю. Если умножить число магнитных линий через единичную площадку, т. е. модуль вектора $\vec{B}$, на величину всей площадки *S*, то мы получим число магнитных линий через всю площадку *S*, т. е. магнитный поток Ф согласно последней формуле.

Физический смысл магнитного потока: *магнитный поток через некоторую площадку равен количеству магнитных линий, пересекающих эту площадку*.

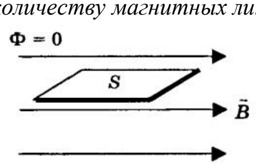


Рис. 153-2

Если площадка *S* расположена параллельно магнитным линиям, как на рис. 153-2, то они ее не пересекают, поэтому магнитный поток через площадку в этом случае равен нулю.

Если вектор индукции магнитного поля $\vec{B}$ направлен под углом α к нормали $\vec{n}$ (рис. 153-3, а), то только нормальная составляющая $\vec{B}_n$ вектора $\vec{B}$ пересекает площадку *S*, а его тангенциальная составляющая $\vec{B}_t$ скользит вдоль нее, поэтому в создании потока сквозь площадку принимает участие только $\vec{B}_n$. Тогда по определению магнитного потока

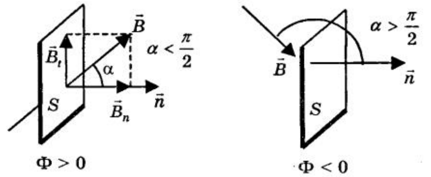
$$\Phi = B_n S\ , \quad \text{где } B_n = B\cos\alpha\ ,$$

поэтому

$$\boxed{\Phi = BS\cos\alpha} \qquad (153.1)$$

Магнитный поток, создаваемый однородным магнитным полем сквозь некоторую площадку в нем, равен про изведению индукции этого магнитного поля на величину площадки и на косинус угла между вектором магнитной индукции и нормалью к площадке.

Магнитный поток – скалярная алгебраическая величина, т. е. он может быть положителен и отрицателен, поскольку косинус угла а может быть больше и меньше нуля. Если магнитные линии выходят из площадки S, как на рис. 153-3, б), т. е. если угол а меньше 90°, то косинус угла а больше нуля и магнитный поток положителен. Если же магнитные линии входят в площадку S со стороны, обратной по отношению к нормали $\vec{n}$ (рис. 153-3), то угол а будет больше 90° и меньше 180° и косинус такого угла будет меньше нуля, поэтому и магнитный поток в этом случае будет отрицателен.



а б

Рис. 153-3

Если магнитный поток пересекает замкнутую поверхность (представьте ее в виде надутого воздушного шарика), то, поскольку все магнитные линии непрерывны и замыкаются сами на себя (рис. 153-4), число входящих в эту поверхность магнитных линий, создающих отрицательный поток, будет равно числу выходящих магнитных линии, создающих численно такой же по модулю, но положительный поток, поэтому *полный поток вектора магнитной индукции сквозь замкнутую поверхность равен нулю*. Это важное свойство магнитного поля свидетельствует об отсутствии в природе магнитных зарядов и вихревом характере магнитного поля.

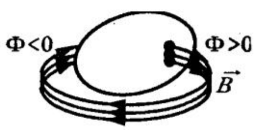


Рис. 153-4

Единица магнитного потока в СИ – *вебер* (Вб). 1 Вб = 1 Тл·м^2.

Физический смысл вебера: 1 Вб – *это магнитный поток, создаваемый однородным магнитным полем индукцией* 1 Тл *сквозь площадку* 1 м^2, *перпендикулярную магнитным линиям*.

Если магнитное поле неоднородное, то в нем можно выбрать очень малую площадку ΔS (столь малую, чтобы изменением индукции магнитного поля в этом месте можно было пренебречь), которую пересекает элементарный поток $\Delta \Phi$, равный по определению:

$$\Delta \Phi = B \Delta S \cos\alpha \, .$$

Площадку конечного размера можно разделить на множество таких малых площадок и, просуммировав элементарные потоки через них, найти поток через всю площадку. На практике эти действия сводятся к интегрированию по всей площадке S:

$$\boxed{\Phi = \int_S B_n dS}$$

Здесь $B_n = B\cos\alpha$ – проекция вектора $\vec{B}$ на нормаль $\vec{n}$ к площадке.

154. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ. ОПЫТЫ ФАРАДЕЯ. ПРАВИЛО ЛЕНЦА. ЭДС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

В 1820 г. датский физик Х. Эрстед обнаружил, что вокруг проводника с током всегда существует магнитное поле. Поскольку уже тогда было известно, что все явления в природе взаимосвязаны, перед учеными встал вопрос: если ток порождает магнитное поле, то нельзя ли осуществить обратный процесс, т. е. сделать так, чтобы магнитное поле порождало ток в проводнике, внесенном в него, т. е. превратить «магнетизм» в «электричество»?

Одним из первых решил эту задачу английский физик М. Фарадей в 1831 г. Рассмотрим опыты Фарадея, в которых был получен ток в проводнике посредством магнитного поля без обычного химического источника тока.

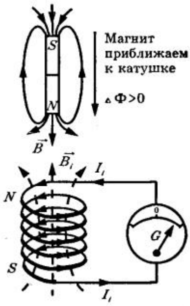


Рис. 154-1

Будем вводить полосовой магнит в катушку, замкнутую на гальванометр G, предназначенный для обнаружения тока в катушке, приближая к верхнему концу катушки северный полюс магнита N (рис. 154-1). При этом магнитный поток сквозь катушку, создаваемый магнитным полем магнита, будет нарастать, и значит, его изменение $\Delta\Phi$ будет положительно (ведь чем ближе будет полюс магнита к катушке, тем больше индукция его магнитного поля и тем больше магнитный поток, создаваемый им). При этом стрелка гальванометра отклонится от нуля, показав тем самым, что в катушке возникает электрический ток, который наведен в ней изменяющимся магнитным полем, поэтому он называется *индукционным током* I_i (индуцировать, значит, наводить).

Индукционный ток создаст в катушке свое магнитное поле индукцией $\vec{B}_t$ вторичное по отношению к магнитному полю магнита индукцией $\vec{B}$, причем вторичное магнитное поле будет антинаправлено первичному. Катушка с индукционным током в ней станет электромагнитом, причем ток в ней будет направлен так, что ближним к северному полюсу магнита окажется одноименный с ним северный же полюс катушки, поэтому катушка станет отталкивать приближающийся к ней магнит, противодействуя нарастанию магнитного потока сквозь нее. Чтобы преодолеть это противодействие, надо затратить энергию, которая пойдет на приведение свободных электронов катушки в упорядоченное движение, т. е. на создание индукционного тока в ней. Так *механическая энергия движения магнита превратится в энергию электрического тока*. При этом энергия магнитного поля магнита будет оставаться неизменной, т. е. магнит размагничиваться не будет.

Если магнит ввести в катушку, преодолев ее сопротивление, и остановить, то магнитный поток сквозь нее перестанет изменяться и индукционный ток исчезнет. При этом стрелка гальванометра вернется в нулевое положение.

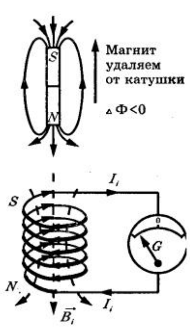


Рис. 154-2

Таким образом, индукционный ток в проводнике возникает только тогда, когда магнитный поток сквозь площадь, ограниченную этим проводником, *изменяется*.

Будем после этого выводить магнит из катушки (рис. 154-2).

По мере удаления северного полюса магнита от катушки магнитный поток сквозь нее будет уменьшаться, т. е. его изменение $\Delta\Phi$ станет отрицательным. При этом стрелка гальванометра отклонится от нуля в противоположном направлении, что говорит об изменении направления индукционного тока на противоположное по сравнению с его направлением, когда магнит вводили в катушку.

Значит, у катушки, ставшей при этом электромагнитом, поменяются полюса, т. е. ближним к удаляющемуся северному полюсу магнита N станет южный полюс катушки S. При этом направление индукционного тока в катушке станет таким, что вторичное магнитное поле катушки индукцией $\vec{B}_t$ окажется сонаправленным с магнитным полем магнита индукцией $\vec{B}$, поэтому оно будет его поддерживать, препятствуя уменьшению магнитного поля магнита вследствие удаления магнита от катушки. Теперь катушка будет притягивать к себе магнит, противодействуя уменьшению магнитного потока сквозь нее. На преодоление этого притяжения пойдет механическая энергия движения магнита, которая превратится в энергию индукционного тока.

Русский ученый Э. Х. Ленц в 1833 г. сформулировал правило определения индукционного тока, возникающего в контуре при изменении магнитного потока, пересекающего этот контур. Оно получило название *правила Ленца*.

Правило Ленца: *индукционный ток всегда направлен так, что своим магнитным полем он противодействует любому изменению магнитного потока, вызвавшего этот ток*.

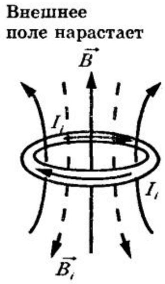


Рис. 154-3

Для лучшего понимания этого правила обратимся к рис. 154-3.

Когда магнитный поток сквозь контур, создаваемый внешним по отношению к контуру магнитным полем индукцией $\vec{B}$, нарастает (рис. 154-3), индукционный ток I_i в контуре направлен так, что его магнитное поле индукцией $\vec{B}_i$ (на рис. 154-3 оно изображено штриховыми стрелками), антинаправлено внешнему магнитному полю, противодействуя увеличению магнитного потока. Отметим, что направление тока I_i связано с направлением своего магнитного поля B_i правилом правого винта – буравчика. Когда же магнитный поток, создаваемый внешним магнитным полем индукцией $\vec{B}$, по какой-то причине убывает (154-4), индукционный ток в контуре изменяет свое направление на противоположное и при этом его магнитное поле $\vec{B}_i$ оказывается сонаправленным с внешним полем $\vec{B}$. Теперь магнитное поле индукционного тока противодействует убыли магнитного потока, создаваемого внешним магнитным полем сквозь контур, поддерживая его.

Опыты Фарадея показывают, что, если магнит перемещать относительно катушки медленно, т. е. если *скорость изменения магнитного потока* $\dfrac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ будет невелика, то стрелка гальванометра будет отклоняться от нулевого положения на малый угол. Значит, при этом сила индукционного тока будет мала. И наоборот, если скорость изменения магнитного потока сквозь катушку будет большой, т. е. если магнит вдвигать или выдвигать быстро, то и величина индукционного тока будет велика.

Если по проводнику течет ток, значит, в нем действуют сторонние силы. Сторонними силами, создающими индукционный ток, являются силы Лоренца, действующие на свободные электроны проводника катушки. Работа этих сил по перемещению единичного заряда в катушке называется ЭДС. Таким образом, в контуре, который пересекает переменный магнитный поток, возникает электродвижущая сила, которую называют *ЭДС индукции* $\mathcal{E}_i$.

Явление возникновения индукционного тока в контуре при изменении магнитного потока, пересекающего этот контур, называется электромагнитной индукцией.

Явление электромагнитной индукции наблюдается при любом изменении магнитного потока сквозь контур. Если магнитное поле однородно, то магнитный поток сквозь контур определяется формулой

$$\Phi = BS\cos\alpha .$$

Следовательно, магнитный поток сквозь контур можно изменять, увеличивая или уменьшая индукцию магнитного поля $\vec{B}$, пересекающего контур, или изменяя площадь контура S, или изменяя угол α между нормалью к контуру и магнитными линиями, например вращая контур в магнитном поле. При всех этих действиях магнитный поток сквозь контур будет изменяться и в контуре возникнет индукционный ток.

По закону Ома *сила индукционного тока* I_i, *прямо пропорциональна ЭДС индукции* $\mathcal{E}_i$ *и обратно пропорциональна сопротивлению контура* R,

$$I_i = \frac{\mathcal{E}_i}{R} \qquad (154.1)$$

Таким образом, увеличение индукционного тока соответствует увеличению ЭДС индукции $\mathcal{E}_i$. Но поскольку опыты показывают, что сила индукционного тока пропорциональна скорости изменения магнитного потока сквозь контур, значит, и ЭДС индукции тоже зависит скорости изменения магнитного потока $\dfrac{\Delta \Phi}{\Delta t}$. Соотношение между ЭДС электромагнитной индукции $\mathcal{E}_i$ возникающей в контуре при изменении магнитного потока в нем, и скоростью изменения этого магнитного потока $\dfrac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ установил М. Фарадей, поэтому оно получило название *закона Фарадея для электромагнитной индукции*.

Закон Фарадея для электромагнитной индукции: *ЭДС электромагнитной индукции, возникающая в контуре при всяком изменении магнитного потока, пересекающего этот контур, равна скорости изменения магнитного потока, взятой со знаком минус*,

$$\boxed{\mathcal{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}} \tag{154.2}$$

Здесь $\dfrac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ – *скорость изменения магнитного потока, т. е. изменение магнитного потока за единицу времени*.

Формула (154.2) справедлива, когда магнитный поток изменяется монотонно, т. е. когда за равные промежутки времени Δt он изменяется на одинаковую величину $\Delta\Phi$ и ЭДС индукции постоянна. Если же магнитный поток изменяется произвольно, то увеличиваясь, то уменьшаясь, что бывает при вращении контура в магнитном поле, то пользоваться формулой (154.2) для определения мгновенного значения ЭДС индукции нельзя, по ней можно определить только среднее значение ЭДС индукции.

При произвольном изменении магнитного потока сквозь контур ЭДС индукции равна первой производной магнитного потока по времени, взятой со знаком минус,

$$\boxed{\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}} \quad \text{или} \quad \boxed{\mathcal{E}_i = -\Phi'} \tag{154.3}$$

Здесь Φ' или $\dfrac{d\Phi}{dt}$ – первая производная магнитного потока по времени.

Знак «минус» в формулах (154.2) – (154.3) объясняется правилом Ленца.

Если контур, пересекаемый переменным магнитным потоком, содержит не один, а N витков, то ЭДС индукции в нем будет в N раз больше, чем в одном витке. При этом формулы (154.2) и (154.3) примут вид:

$$\boxed{\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}N} \quad \text{или} \quad \boxed{\mathcal{E}_i = -\Phi' N} \tag{154.4}$$

Когда по проводнику идет ток, в нем имеется электрическое поле, со стороны которого на свободные заряды проводника действуют электрические силы, побуждающие их двигаться упорядоченно. Таким образом, при изменении магнитного потока, пересекающего контур, в контуре возникает электрическое поле. Следовательно, переменное магнитное поле возбуждает в проводнике, расположенном в нем, *индукционное электрическое поле*.

Опыт показывает, что индукционное электрическое поле возбуждается в пространстве при наличии переменного магнитного поля всегда, т. е. и в отсутствие проводящей среды (проводника), даже в вакууме. В связи с этим явлению электромагнитной индукции можно дать такое определение: *явление электромагнитной индукции – это возбуждение индукционного электрического поля посредством переменного магнитного поля*.

Наличие проводника лишь позволяет обнаружить это индукционное электрическое поле, так как под его действием в проводнике возникает индукционный ток, т. е. упорядоченное движение зарядов.

Исследование свойств электрических и магнитных полей показали, что *эти поля едины* и вообще не существуют друг без друга. Правда, если электрический заряд неподвижен в некоторой инерциальной системе отсчета, то вокруг него существует только электростатическое поле, а магнитное приборами не обнаруживается. Но наблюдатель в любой другой инерционной системе отсчета, движущейся относительно первой, обнаруживает вокруг этого заряда как электрическое, так и магнитное поля. А поскольку все инерциальные системы равноправны, значит, утверждение, что электрическое и магнитное поля друг без друга не существуют, справедливо и объективно отражает свойства окружающего нас материального мира.

Совокупность неразрывно связанных электрического и магнитного полей называется электромагнитным полем.

155. ЭДС ИНДУКЦИИ В ПРОВОДНИКЕ, ДВИЖУЩЕМСЯ ПОСТУПАТЕЛЬНО

Пусть в однородном магнитном поле индукцией $\vec{B}$ равномерно движется со скоростью $\vec{\upsilon}$ перпендикулярно магнитным линиям участок проводника длиною l (рис. 155-1).

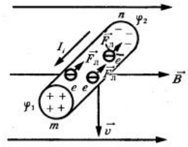


Рис. 155-1

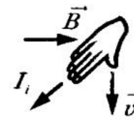


Рис. 155-2

При движении проводника в магнитном поле на его свободные электроны будут действовать силы Лоренца, направленные к концу *n* проводника (убедитесь в этом сами, применив правило левой руки). В результате на конце *n* будут накапливаться отрицательные заряды и потенциал конца п понизится. При этом на конце *m*, обедненном отрицательными зарядами (свободными электронами), возникнет положительный заряд и потенциал его повысится. Заряды будут двигаться до тех пор, пока силы Лоренца $\vec{F}_Л$ не уравновесят равные им по модулю и противоположно направленные силы Кулона

$$\vec{F}_Л = \vec{F}_К .$$

Между концами *m* и *n* возникнет разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, а внутри проводника появится однородное электрическое поле, силовые линии которого будут параллельны оси проводника. Это поле появится благодаря действию сил Лоренца – сил неэлектростатического происхождения, т. е. сторонних сил.

Отношение работы $A_{СТ}$ сторонних сил – сил Лоренца $F_Л$ – к величине перемещаемого ими заряда q равно ЭДС индукции $\mathcal{E}_i$,

$$\mathcal{E}_i = \frac{A_{СТ}}{q} .$$

Из механики известно, что работа, совершаемая силой, действующей в направлении перемещения, равна произведению модуля силы $F_Л$ на модуль перемещения зарядов от точки *m* к точке *n*, т. е. на длину *l* участка *mn*,

$$A_{СТ} = F_Л l .$$

Согласно формуле силы Лоренца

$$F_Л = Bq\upsilon \sin\alpha ,$$

где угол α между векторами $\vec{\upsilon}$ и $\vec{B}$ равен 90°, ведь проводник движется перпендикулярно магнитным линиям. Поэтому $\sin\alpha = 1$ и

$$F_Л = Bq\upsilon \tag{155.1}$$

С учетом этого

$$\mathcal{E}_i = \frac{Bq\upsilon l}{q} = B\upsilon l \tag{155.2}$$

Если проводник движется под углом α к магнитным линиям, то в формуле силы Лоренца, приведенной в нашем выводе, появится $\sin\alpha$, и тогда формула ЭДС индукции возникающей в проводнике, движущемся в магнитном поле, примет вид:

$$\boxed{\mathbf{n}_i = B\upsilon l \quad \alpha}$$

ЭДС индукции, возникающая в проводнике, движущемся поступательно в однородном магнитном поле под углом к магнитным линиям, равна произведению индукции этого поля на скорость проводника, на его длину в этом поле и на синус угла между вектором индукции магнитного и вектором скорости проводника.

Если движущийся проводник составляет часть замкнутого контура, то в нем возникнет индукционный ток, направление которого можно определить по правилу правой руки (рис. 155-2).

Правило правей руки: *если ладонь правой руки расположить так, чтобы вектор индукции магнитного поля входил в нее, а большой палец, отставленный на 90°, на-, править в направлении движения проводника, то четыре вытянутых пальца покажут направление индукционного тока в проводнике* (рис. 155-2).

Пусть за время Δt проводник совершил перемещение, модуль которого равен Δr. Поскольку он движется равномерно, то

$$\upsilon = \frac{\Delta r}{\Delta t}.$$

Тогда

$$\mathcal{E}_i = B\frac{\Delta r}{\Delta t}l = B\frac{\Delta S}{\Delta t}, \tag{155.3}$$

где $\Delta S = \Delta r l$ – площадь поверхности, пересеченной участком *mn* в магнитном поле за время Δt.

Если участок *mn* является частью замкнутого контура, то изменение магнитного потока через этот контур за время Δt равно:

$$\Delta \Phi = B\Delta S.$$

Произведение индукции магнитного поля B на изменение площади контура ΔS равно изменению магнитного потока $\Delta \Phi$, пересекающего этот контур.

Тогда согласно (155.3) модуль ЭДС индукции

$$\mathcal{E}_i = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Мы вывели теоретически закон Фарадея (155.2), установленный опытным путем.

При прохождении по проводнику индукционного тока он нагревается, так как его прохождение вызывает выделение джоулева тепла в проводнике:

$$\boxed{Q = I_i^2 Rt = \frac{\mathcal{E}_i^2}{R}t}$$

где R – сопротивление проводника.

Работа сторонних сил – сил Лоренца – по перемещению зарядов в замкнутом проводнике не равна нулю, значит, силы Лоренца – это неконсервативные силы и созданное ими индукционное электрическое поле в проводнике не является потенциальным.

Линии вектора напряженности индукционного электрического поля $\vec{E}_{инд}$ замкнуты сами на себя. Следовательно, *индукционное электрическое поле не является потенциальным, а, подобно полю магнитному, является вихревым*.

156. ЭДС ИНДУКЦИИ В ПРОВОДНИКЕ, ВРАЩАЮЩЕМСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

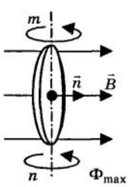


Рис. 156-1

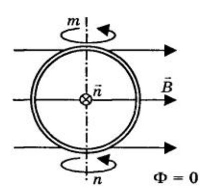


Рис. 156-2

Если замкнутый контур вращается в магнитном поле, то его будет пересекать переменный магнитный поток, который то будет уменьшаться от максимального, когда плоскость контура перпендикулярна магнитным линиям (рис. 156-1, а), до нулевого, когда плоскость контура параллельна им (рис. 156-1, б), то снова увеличиваться от нуля до максимума.

При этом ЭДС индукции в таком контуре тоже будет переменной величиной. Выведем формулу ЭДС индукции во вращающемся контуре. В случае произвольно изменяющегося магнитного потока равна первой производной потока по времени, взятой со знаком минус,

$$\mathcal{E}_i = -\Phi'.$$

По определению магнитного потока, создаваемого однородным магнитным полем индукцией В сквозь контур площадью S

$$\Phi = BS\cos\alpha.$$

Пусть контур вращается с угловой скоростью ω.

Тогда $\alpha = \omega t$ – переменный угол между вектором $\vec{B}$ и нормалью $\vec{n}$ к площадке S, t – время вращения. С учетом этого $\Phi = BS\cos\omega t$ и

$$\mathcal{E}_i = -(BS\cos\omega t)' = \omega BS\sin\omega t,$$

$$\boxed{\mathcal{E}_i = \omega BS\sin\alpha} \quad \text{или} \quad \boxed{\mathcal{E}_i = \omega BS\sin\omega t}$$

Мы получили формулу, определяющую ЭДС индукции, возникающую в контуре, вращающемся с постоянной угловой скоростью в однородном магнитном поле. Здесь угол α – это угол между направлениями вектора индукции магнитного поля и нормали к плоскости вращающегося контура.

ЭДС индукции, возникающая в контуре, вращающемся равномерно в однородном магнитном поле, равна произведению угловой скорости контура на индукцию магнитного поля, на площадь контура и на синус угла между вектором магнитной индукции и нормалью к плоскости контура.

В случае, когда плоскость контура параллельна магнитным линиям (рис. 156-1, б), угол $\alpha = 90°$ и $\sin\alpha = 1$. Тогда ЭДС индукции в контуре будет максимальна и равна

$$\boxed{\varepsilon_{\max} = \omega BS}$$

Максимальная ЭДС индукции, возникающая в контуре, равномерно вращающемся в однородном магнитном поле, равна произведению угловой скорости контура на индукцию магнитного поля и на площадь контура в магнитном поле.

Если контур содержит *N* витков, то ЭДС индукции в нем в *N* раз больше, чем в одном витке:

$$\boxed{\varepsilon_i = \omega BSN \sin\alpha} \quad \text{и} \quad \boxed{\varepsilon_m = \omega BSN}$$

157. ЯВЛЕНИЕ САМОИНДУКЦИИ. ИНДУКТИВНОСТЬ

Когда в контуре течет переменный.ток, то вместе с ним изменяется и его магнитное поле. Это изменяющееся магнитное поле, пронизывая контур, создает переменный магнитный поток сквозь него. Изменение магнитного потока сопровождается явлением электромагнитной индукции в контуре, т. е. возникновением ЭДС индукции и появлением индукционного тока.

Явление возникновения ЭДС индукции и индукционного токае контуре вследствие изменения тока, текущего в этом контуре, называется явлением самоиндукции.

ЭДС индукции, возникающая при изменении тока в контуре, называется *ЭДС самоиндукции* ε_S, а индукционный ток в нем – *током самоиндукции* I_S.

Ток самоиндукции I_S возбуждает в контуре свое магнитное поле индукцией $\vec{B}_S$, которое по правилу Ленца направлено так, чтобы препятствовать изменению магнитного потока, создаваемого магнитным полем первичного тока I_0.

На рис. 157-1 ток I_0 нарастает и вместе с ним нарастает магнитное поле этого тока индукцией $\vec{B}_0$, направленное вверх (напомним, что его направление связано с направлением тока I_0 правилом правого винта).

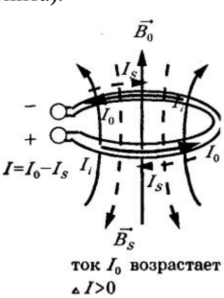


Рис. 157-1

Изменение магнитного потока, порожденное этим изменяющимся полем, приведет к возникновению тока самоиндукции I_S, который по правилу Ленца будет направлен так, чтобы своим магнитным полем индукцией $\vec{B}_S$ противодействовать нарастанию поля $\vec{B}_0$, поэтому поле $\vec{B}_S$ будет антинаправлено полю $\vec{B}_0$ (магнитное поле тока самоиндукции изображено на рис. 157-1 штриховыми стрелками). При этом ток самоиндукции I_S (направление которого тоже

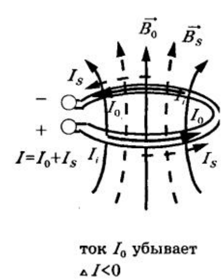


Рис. 157-2

связано с направлением его поля $\vec{B}_S$ правилом правого винта) будет направлен навстречу первичному току I_0 и поэтому будет его уменьшать. Вследствие этого результирующий ток I будет равен разности токов I_0 и I_S,

$$I = I_0 - I_S.$$

Если первичный ток I_0, продолжая течь в прежнем направлении, станет уменьшаться, то теперь по правилу Ленца магнитное поле $\vec{B}_S$ тока самоиндукции I_S будет противодействовать уменьшению поля

$\vec{B}_0$ тока I_0, поэтому эти магнитные поля станут сонаправлены (рис. 156-2). При этом ток самоиндукции тоже изменит свое направление на противоположное и тоже станет сонаправлен току I_0, поэтому результирующий ток I теперь будет равен сумме токов I_0 и I_S,

$$I = I_0 + I_S.$$

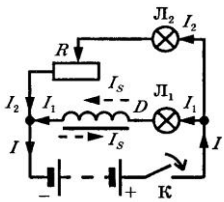


Рис. 157-3

Рассмотрим цепь, изображенную на рис. 157-3.

Подключим параллельно источнику постоянного тока две лампы Л$_1$ и Л$_2$ с одинаковой мощностью. Лампу Л$_1$ соединим последовательно с *дросселем D* (дроссель – это катушка с сердечником), а последовательно к лампе Л$_2$ подключим реостат *R*. Уравняем, перемещая ползунок реостата *R*, сопротивление обеих параллельных ветвей. При этом через лампы с одинаковой мощностью при замыкании цепи должны течь одинаковые токи I_1 и I_2, на которые разветвится в правом узле ток *I*, текущий в неразветвленной части цепи. Поэтому лампы должны гореть с одинаковой яркостью.

Замкнем ключ К, включенный последовательно источнику тока. При этом лампа Л$_2$ загорится практически мгновенно, т. е. глаз не успеет заметить, как накаляется ее нить накала, поскольку время ее возгорания до нормальной яркости составляет миллионные доли секунды, А вот лампа Л$_1$ будет загораться постепенно. Ее нить станет краснеть на глазах, раскаляясь все ярче и ярче в течение заметного промежутка времени, пока не достигнет нормальной яркости.

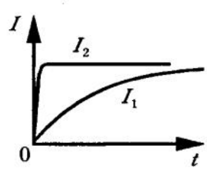


Рис. 157-4

Если последовательно лампам Л$_1$ и Л$_2$ включить амперметры и измерить зависимость сил токов I_1 и I_2 от времени *t*, прошедшего с момента включения ламп, то можно будет построить график, демонстрирующий нарастание тока в лампах в течение этого времени (рис. 157-4).

Мы видим, что сила тока I_2 в лампе Л$_2$ нарастает от нуля до своего постоянного значения практически мгновенно, тогда как сила тока I_1 в лампе Л$_1$ нарастает медленно, постепенно, пока не достигнет своей постоянной величины.

Причиной замедленного увеличения тока I_1 в лампе Л$_1$ является наличие дросселя *D* в ветви лампы Л$_1$. Когда в момент замыкания цепи ток в лампе Л$_1$ начинает увеличиваться от нуля до своего постоянного значения, в дросселе возникает ток самоиндукции I_S, который из-за того, что ток I_1 увеличивается, будет направлен навстречу ему и поэтому будет его ослаблять. Причем существовать ток самоиндукции будет до тех пор, пока ток I_1 не достигнет своей постоянной величины, т. е. пока он не перестанет изменяться. Как только это случится, ток самоиндукции исчезнет и лампа Л$_1$ станет гореть с нормальной яркостью. *Результирующий ток в цепи, возникающий при ее замыкании, называется экстратоком замыкания* $I_Э$.

$$I_Э = I_1 - I_S.$$

Дождавшись момента, когда обе лампы станут гореть одинаково ярко, разомкнем цепь с помощью ключа К. При этом лампа Л$_2$ погаснет практически мгновенно, т. е. глаз опять не успеет заметить, как ослабевает накал ее нити, поскольку промежуток времени уменьшения тока I_2 от своего постоянного значения до нуля чрезвычайно мал. А лампа Л$_1$ в момент размыкания может ярко вспыхнуть и даже перегореть. Особенно этот эффект будет заметен, если ее подключить к источнику тока вместе с дросселем без второй параллельной ветви (без лампы Л$_1$ с реостатом *R*).

Причина этого явления кроется опять же в наличии дросселя *D*. Когда при размыкании цепи ток I_1 начинает уменьшатся, в дросселе возникает ток самоиндукции I_S, теперь сонаправленный с током I_1 (опять же в соответствии с правилом Ленца), поэтому *результирующий ток в ветви дросселя, называемый в этом случае экстратоком размыкания* $I_Э$, будет равен сумме токов I_1 и I_S.

$$I_Э = I_1 + I_S.$$

Отметим еще один важный момент. В момент размыкания цепи ток в ней уменьшается чрезвычайно быстро. А чем быстрее убывает ток, т. е. чем больше скорость уменьшения силы тока $\frac{\Delta I}{\Delta t}$ в цепи, тем больше величина тока самоиндукции I_S. А так как ток в цепи дросселя убывает очень быстро, ток самоиндукции в ней может достичь чрезвычайно большой величины, во много раз превысив ток I_1, текущий в ней до размыкания. Поскольку токи I_1 и I_S при размыкании складываются, то и результирующий экстраток размыкания может стать столь велик, что лампочка $Л_1$ перегорит. Известно, что рубильники в цепях, находящихся под высоким напряжением, при размыкании искрят, что может стать причиной пожара. Чтобы этого не случилось, применяют специальные искрогасители.

ЭДС самоиндукции, возникающая в контуре при изменении тока в нем, по закону Фарадея равна скорости изменения магнитного потока сквозь этот контур, взятой со знаком «минус»:

$$\varepsilon_S = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \tag{157.1}$$

Магнитный поток Ф, создаваемый магнитным полем индукцией $\vec{B}$, прямо пропорционален индукции магнитного поля $\vec{B}$ (согласно формуле (157.2)), а индукция магнитного поля тока в катушке прямо пропорциональна силе тока I в ней (см. формулу (146.4)), поэтому магнитный поток Ф сквозь катушку (или контур любой иной формы) тоже прямо пропорционален силе тока I в ней, т. е. между этими величинами существует прямо пропорциональная зависимость,

$$\boxed{\Phi = LI} \tag{157.2}$$

Здесь L – коэффициент пропорциональности между током и связанным с ним магнитным потоком. Его величина зависит от формы и размеров самого контура и постоянна для него. Из (157.2) следует

$$\boxed{L = \frac{\Phi}{I}} \tag{157.3}$$

Индуктивность контура определяется отношением магнитного потока через контур, созданного магнитным полем тока в контуре, к силе этого тока.

Согласно (157.3) единица индуктивности в СИ – Вб/А. Эта единица в СИ называется *генри* (Гн) в честь американского ученого Дж. Генри, первым обнаружившего явление самоиндукции.

Физический смысл генри: 1 Гн – *это индуктивность такого проводящего контура, через который проходит магнитный поток* 1 Вб *при силе тока в нем* 1 А,

$$1\ \text{Гн} = \frac{1\text{Вб}}{1\text{А}}.$$

Часто используемые на практике, кратные генри единицы индуктивности: микрогенри (мкГн), миллигенри (мГн), килогенри (кГн), мегагенри (МГн),

1 мкГн = 10^{-6} Гн, 1 мГн = 10^{-3} Гн, 1 кГн = 10^{3} Гн, 1 МГн = 10^{6} Гн.

Поскольку согласно (157.2) магнитный поток пропорционален току, то и изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ сквозь контур тоже пропорционально изменению силы тока ΔI в нем, т. е.

$$\Delta\Phi = L\Delta I.$$

Подставив это выражение в формулу

$$\varepsilon_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

получим формулу ЭДС самоиндукции, применимую в случае, когда сила тока в контуре изменяется монотонно, т. е. за равные промежутки времени Δt на равную величину ΔI,

$$\varepsilon_S = -L\frac{\Delta I}{\Delta t} \tag{157.4}$$

ЭДС самоиндукции, возникающая в контуре при изменении тока в нем, прямо пропорциональна скорости изменения силы тока в контуре, взятой со знаком «минус».

Здесь $\dfrac{\Delta I}{\Delta t}$ – скорость изменения силы тока, т. е. изменение силы тока за единицу времени.

Если ток в контуре изменяется произвольно, то пользоваться формулой (157.4) для определения мгновенной ЭДС самоиндукции нельзя, по ней можно определить лишь среднее значение ЭДС самоиндукции за время Д1. Для определения мгновенного значения ЭДС самоиндукции в этом случае надо пользоваться формулой (156.5),

$$\boxed{\varepsilon_S = -L\frac{dI}{dt}} \quad \text{или} \quad \boxed{\varepsilon_S = -LI'} \tag{157.5}$$

Мгновенная ЭДС самоиндукции прямо пропорциональна первой производной силы тока по времени, взятой со знаком «минус».

Из (157.4) следует, что индуктивность L можно определить модулем отношения ε_s к $\Delta I/\Delta t$ в данном контуре:

$$L = \left| \frac{\varepsilon_s}{\frac{\Delta I}{\Delta t}} \right| \tag{157.6}$$

Другое определение индуктивности: *индуктивность контура равна модулю отношения ЭДС самоиндукции в контуре к скорости изменения силы тока в нем*.

Физический смысл индуктивности: *индуктивность контура равна ЭДС самоиндукции, возникающей в контуре при изменения тока в нем на единицу силы тока за единицу времени*.

Индуктивность контура – скалярная положительная величина. Она зависит от свойств самого контура и не зависит от наличия или отсутствия тока в нем. Индуктивность катушек заводского изготовления указывается в их паспорте.

Явление самоиндукции сродни явлению инерции в механике. Подобно тому, как вследствие инерции скорость тел не может изменяться мгновенно, так и вследствие самоиндукции сила тока в любом контуре не может мгновенно измениться, на это всегда нужно некоторое время. Известно, что мерой инертных свойств тел в механике является их масса. Мерой же инертных свойств контура является его индуктивность. Можно сказать, что инертность характеризует способность проводящего контура противодействовать изменению силы тока в нем, подобно тому, как масса тела характеризует его способность противодействовать изменению скорости тела. Следовательно, индуктивность контура является аналогом массы тел.

Открытие явлений электромагнитной индукции и самоиндукции сыграло огромную роль в развитии теории электромагнетизма и в практической деятельности человеческого общества. Благодаря этим открытиям люди создали дешевые источники электроэнергии – электромагнитные источники постоянного и переменного тока. Явление электромагнитной индукции лежит в основе действия разнообразных генераторов тока, трансформаторов, передающих и приемных станций радио и телевидения и т. д., без которых немыслима современная наука и техника.

158. ИНДУКТИВНОСТЬ СОЛЕНОИДА

Выведем формулу индуктивности соленоида, содержащего N витков на длине l. Пусть площадь витка соленоида S и в нем течет ток силой I. Как было показано ранее, поток вектора индукции магнитного поля этого тока через соленоид прямо пропорционален силе тока в нем:

$$\mathrm{I} \qquad \mathrm{L} \tag{158.1}$$

По определению магнитного потока, создаваемого однородным магнитным полем сквозь одну площадку, перпендикулярную магнитным линиям, он равен:

$$\Phi = BS\,,$$

а для N таких площадок (т. е. для N витков катушки)

$$\Phi = BSN\,,$$

где согласно (146.4)

$$B = \mu_0 \mu n I\,.$$

Здесь $n = \dfrac{N}{l}$ – число витков на еденице длины соленоида. С учетом этого

$$\Phi = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} IS \tag{158.2}$$

Приравняв (158.1) и (158.2), получим:

$$LI = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} IS\,,$$

токуда

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S \tag{158.3}$$

или, поскольку $N^2 = n^2 l^2$, то

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S \tag{158.4}$$

Мы вывели формулу индуктивности бесконечно длинного соленоида. Из нее следует, что *индуктивность соленоида прямо пропорциональна квадрату числа витков на единице длины соленоида, его длине, площади витка и магнитной проницаемости сердечника*.

159. ЭНЕРГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. ОБЪЕМНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ _ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Энергия магнитного поля

Магнитное поле обладает энергией, как и всякое силовое поле. Рассмотрим, от чего зависит энергия магнитного поля на примере поля соленоида.

Пусть по соленоиду течет монотонно убывающий ток так, что за время Δt сила этого тока уменьшается от I до 0. Соленоид отключен от источника, поэтому работа упорядоченного перемещения зарядов по цепи совершается только за счет энергии магнитного поля соленоида, ведь больше никаких источников энергии здесь нет. Следовательно, энергия магнитного поля W_M равна работе A убывающего тока,

$$W_M = A.$$

В свою очередь, поскольку при уменьшении тока в соленоиде действует только ЭДС самоиндукции, то согласно определению ЭДС

$$A = qE_s \tag{159.1}$$

где q – заряд, прошедший по соленоиду за время убыли тока. Этот заряд можно представить как произведение средней величины силы убывающего тока I_{cp} и времени его убыли Δt,

$$q = I_{cp} \Delta t \tag{159.2}$$

Средняя сила тока I_{cp} равна среднему арифметическому начального I и конечного 0 значений силы тока, т. е.

$$I_{cp} = \frac{I+0}{2} = \frac{I}{2} \tag{159.3}$$

ЭДС самоиндукции $\mathcal{E}_S$ согласно (157.4) равна

$$\mathcal{E}_S = -L \frac{\Delta I}{\Delta t},$$

где изменение силы тока $\Delta I = 0 - I = -I$.

С учетом этого

$$\mathcal{E}_s = -L \frac{-I}{\Delta t} = L \frac{I}{\Delta t} \tag{159.4}$$

Подставив выражения ((159.2) – (159.4)) в (158.1), получим:

$$A = \frac{I}{2} \Delta t L \frac{I}{\Delta t} = \frac{LI^2}{2}.$$

Поскольку работа A совершена за счет энергии магнитного поля, то она равна этой энергии, поэтому

$$A = W_{магн}, \quad \boxed{W_{магн} = \frac{LI^2}{2}} \tag{159.5}$$

Энергия магнитного поля соленоида с током равна половине произведения индуктивности этого соленоида на квадрат силы тока в нем.

Б. Объемная плотность энергии магнитного поля

В формуле (159.5) энергия магнитного поля определена через величину, характеризующую сам соленоид – его индуктивность L. Но переменное магнитное поле способно отрываться от проводника с током и распространяться в пространстве самостоятельно. Поэтому важно выразить энергию через силовую характеристику самого магнитного поля – его индукцию B – и свойства пространства, в котором оно распространяется. Поскольку магнитное поле размыто по пространству, то, чтобы охарактеризовать его энергетические свойства, вводят величину, равную энергии магнитного поля в единице объема пространства, занятого этим полем. Эта величина называется *объемной плотностью энергии магнитного поля* ω_M.

Объемная плотность энергии магнитного поля равна отношению энергии магнитного поля W_M *к объему* V *пространства, занятого им*:

Физический смысл объемной плотности энергии магнитного поля: *объемная плотность энергии магнитного поля равна энергии этого поля в единице объема пространства, занятого им*.

Объемная плотность энергии магнитного поля – скалярная положительная величина. Ее единица измерения в СИ – *джоуль на метр в кубе* (Дж/м^3).

Физический смысл этой единицы: 1 Дж/м^3 – объемная плотность энергии такого магнитного поля, *которое в каждом кубическом метре пространства, занятого им, обладает энергией* 1 Дж.

Если магнитное поле находится внутри соленоида длиною l с площадью витка S, то

$$V = lS \tag{159.6}$$

Поскольку $W_M = \dfrac{LI^2}{2}$, где

$$L = \mu_0 \mu n^2 lS \tag{159.7}$$

то

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu n^2 lSI^2}{2}.$$

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, μ – относительная магнитная проницаемость сердечника соленоида, n – число витков на единице его длины.

Поскольку индукция магнитного поля соленоида определяется формулой

$$B = \mu_0 \mu nI,$$

откуда $I = \dfrac{B}{\mu_0 \mu n}$, то

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu n^2 lSB^2}{2\mu_0^2 \mu^2 n^2} = \frac{B^2 lS}{2\mu_0 \mu} \tag{159.8}$$

Объемная плотность энергии магнитного поля прямо пропорциональна квадрату магнитной индукции этого поля и обратно пропорциональна относительной магнитной проницаемости среды, занятой им.

Наличие у магнитного поля энергии подтверждает его материальность.

160. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ. ДИАМАГНЕТИКИ И ПАРАМАГНЕТИКИ. МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ

Все вещества природы в магнитном поле изменяют свои свойства, т. е. намагничиваются. Поэтому все вещества являются *магнетиками*. Однако степень намагничивания у разных веществ различна.

Магнитные свойства веществ обусловлены движением электронов в их атомах. Электрон, движущийся по своей орбите вокруг ядра, создает своеобразный *электронный ток* силой I_e, текущий,

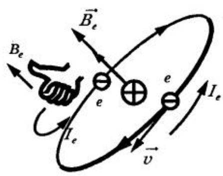


Рис. 160-1

как и всякий ток, в противоположном движению электрона направлении (рис. 160-1). Этот ток крутится по контуру, образованному орбитальным движением электрона.

Каждый *орбитальный электронный ток* возбуждает вокруг себя собственное магнитное поле, направление вектора индукции которого $\vec{B}_e$ зависит от направления этого тока.

Существуют вещества, у которых векторы $\vec{B}_e$ всех орбитальных электронных токов, циркулирующих внутри каждого атома полностью разориентированы так, что результирующее магнитное поле каждого атома у таких веществ отсутствует (рис. 160-2). При внесении такого вещества во внешнее магнитное поле индукцией $\vec{B}_0$ в его атомах вследствие электромагнитной индукции возникают дополнительные индукционные электронные токи, направленные так, что все их магнитные поля согласно правилу Ленца окажутся антинаправлены внешнему магнитному полю $\vec{B}_0$ (рис. 160-3).

Рис. 160-2

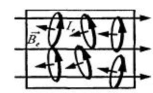



Рис. 160-3

Поскольку электронов много, все их индуцированные магнитные поля, складываясь и будучи все вместе антинаправлены внешнему магнитному полю $\vec{B}_0$, ослабят это внешнее магнитное поле. При этом индукция $B_{рез}$ результирующего магнитного поля будет равна

разности индукции внешнего магнитного поля B_0 и индукции суммарного магнитного поля $\sum_{i=1}^{N} B_i$, создаваемого всеми инцуцированными электронными токами,

$$B_{рез} = B_0 - \sum_{i=1}^{N} B_i .$$

Явление возникновения магнитного поля, созданного индуцированными электронными токами в атомах вещества и направленного против внешнего магнитного поля, в которое помещено это вещество, называется диамагнетизмом.

Вещество, у которого все векторы индукции магнитных полей, созданных орбитальными электронными токами атома, полностью разориентированы в отсутствие внешнего магнитного поля, называются *диамагнетиками*.

К диамагнетикам относятся инертные газы, некоторые металлы (золото, серебро, ртуть), вода и многие органические вещества. Например, у гелия два электрона в его атомах вращаются по своим орбитам так, что векторы индукции магнитных полей, созданные их орбитальными электронными токами, антинаправлены и численно равны друг другу (рис. 160-4), поэтому результирующее магнитное поле орбитальных электронных токов у атома гелия отсутствует.

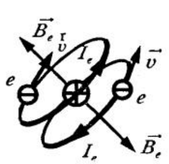


Рис. 160-4

При внесении диамагнетика во внешнее магнитное поле он ослабит внешнее поле, правда, уменьшение внешнего поля будет очень невелико.

Величина, показывающая, во сколько раз индукция результирующего магнитного поля в магнетике меньше индукции магнитного поля в вакууме B_0, называется относительной магнитной проницаемостью диамагнетика μ,

$$\boxed{\mu = \frac{B_{рез}}{B_0}}$$

Магнитная проницаемость диамагнетиков меньше единицы, ведь у них $\vec{B}_{рез}$ меньше $\vec{B}_0$. При этом она очень невелика, порядка 10^{-6}. Очень сильный диамагнетик – висмут, у него μ = 0,9998, почти 1.

Если диамагнетик вынести из внешнего магнитного поля, он полностью размагнитится.

В природе существуют другие вещества, в атомах которых векторы индукции магнитных полей орбитальных электронных токов имеют некоторую преимущественную ориентацию в пределах каждого атома даже тогда, когда внешнее магнитное поле отсутствует, поэтому результирующее магнитное поле каждого атома у них отлично от нуля. *Такие вещества называются парамагнетиками, а само явление возникновения у атома собственного магнитного поля, отличного от нуля и в отсутствие внешнего поля, – парамагнетизмом.*

Рис. 160-5

Правда, результирующее магнитное поле всех атомов парамагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля тоже отсутствует, так как магнитные поля отдельных атомов из-за их теплового движения беспорядочно ориентированы по всему объему парамагнетика (рис. 160-5). Но *если парамагнетик внести во внешнее магнитное поле, то все векторы $\vec{B}_e$ магнитных полей отдельных атомов получат преимущественную ориентацию в направлении внешнего магнитного поля $\vec{B}_0$* (рис. 160-6).

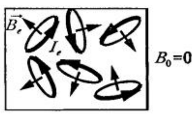


Рис. 160-6

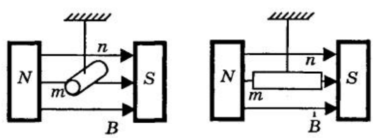
Благодаря этому суммарное магнитное поле парамагнетика станет отлично от нуля, т. е. парамагнетик намагнитится. Его собственное магнитное поле окажется сонаправ-ленным с внешним магнитным полем, поэтому индукция результирующего магнитного поля будет больше индукции внешнего магнитного поля B_0 и будет равна сумме индукции внешнего магнитного поля B_0 и суммарной индукции магнитных полей отдельных атомов парамагнетика,

$$B_{рез} = B_0 + \sum_{i=1}^{N} B_i .$$

К парамагнетикам относятся некоторые металлы: платина, алюминий, щелочные металлы, кислород и другие вещества.

Относительная магнитная проницаемость парамагнетиков больше единицы, ведь $B_{рез}$ больше B_0, но ненамного. Если парамагнетик удалить из внешнего магнитного поля, то он полностью размагнитится. Размагнитить его можно и во внешнем магнитном поле путем нагревания. При этом парамагнетик превратится в диамагнетик. Температура, при которой это произойдет, называется *точкой Кюри*.

Если стержень из парамагнетика *mn* поместить между разноименными полюсами магнитов, расположив его перпендикулярно магнитным линиям (рис. 160-7, а), то действующие со стороны магнитного поля силы «развернут» стержень, ориентировав его вдоль магнитных линий (рис. 160-7, б).



а б

Рис. 160-7

А если такой же стержень, но из диамагнетика, расположить вдоль магнитных линий, то магнитное поле «развернет» его перпендикулярно им. С помощью этого простого опыта можно определить, к какому магнетику относится вещество, из которого изготовлен стержень. При этом работа поворота стержня будет осуществляться за счет его внутренней энергии, поэтому внутренняя энергия стержня будет уменьшаться и он будет охлаждаться.

161. ФЕРРОМАГНЕТИКИ. ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА

Кроме диа- и парамагнетиков в природе существуют вещества, у которых в отсутствие внешнего магнитного поля отличается от нуля индукция магнитных полей не только у отдельных атомов, но и у целых областей магнетика размерами до одного микрона.

Явление возникновения собственного магнитного поля у больших групп атомов вещества, называется ферромагнетизмом. Сами вещества, обладающие ферромагнетизмом, называются *ферромагнетиками,* потому что ферромагнетизм прежде всего был обнаружен у железа и его сплавов.

Природа ферромагнетизма обусловлена свойствами самих электронов ферромагнетиков. Каждый электрон обладает, кроме заряда и массы, еще одной характеристикой, собственной, т. е. присущей только ему.

Эта характеристика называется *спином электрона*. Поведение электрона в атоме характеризуется его спиновым магнитным полем. У неферромагнитных материалов спиновые магнитные поля взаимно компенсируют друг друга, так как все спины электронов в атомах этих веществ антинаправлены друг другу. А у ферромагнетиков часть спиновых магнитных полей электронов сонаправле-на, в результате чего в ферромагнетике возникают области с некомпенсированным магнитным полем, сохраняющиеся и в отсутствие внешнего магнитного поля, которые уже намагничены.

Области самопроизвольного намагничивания ферромагнетика называются доменами. У некоторых ферромагнетиков домены так велики, что их можно наблюдать в микроскоп (порядка $10^{-4} - 10^{-2}$ см).

Рис. 161-1

Векторы индукции магнитных полей отдельных доменов по всему объему ферромагнетика разориентированы (рис. 161-1), поэтому весь ферромагнетик (например, кусок железа) в отсутствие внешнего магнитного поля магнитными свойствами не обладает.

Если ферромагнетик поместить во внешнее магнитное поле, то векторы индукции магнитных полей отдельных доменов получат преимущественную ориентацию, стремясь быть сонаправленными с вектором индукции внешнего магнитного поля. Этому препятствует тепловое движение молекул ферромагнетика. Чем больше индукция внешнего магнитного поля, тем больше векторов индукции магнитных полей отдельных доменов ориентируются в направлении внешнего поля. При достижении некоторой достаточно большой индукции внешнего магнитного поля $\vec{B}_{нас}$ векторы индукции магнитных полей всех доменов окажутся сонаправленными с вектором индукции внешнего поля. Это состояние называется *насыщением* ферромагнетика (рис. 161-2).

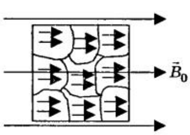


Рис. 161-2

При насыщении суммарное магнитное поле всех доменов ферромагнетика складывается с внешним магнитным полем, поскольку эти поля сонаправлены. При этом индукция результирующего магнитного поля $B_{рез}$ оказывается во много раз больше индукции внешнего магнитного поля B_0, поэтому относительная магнитная проницаемость феромагнетиков $\mu = \dfrac{B_{рез}}{B_0}$ достигает очень большой величины. У отдельных ферромагнетиков она колеблется от тысяч до миллионов.

Если намагниченный ферромагнетик вынести из внешнего магнитного поля, то в отличие от диа- и парамагнетиков он не размагнитится, а будет сохранять намагниченность в течение длительного времени. Это объясняется действием между доменами сил, подобных силам трения, которые называются *обменными силами*. Обменные силы препятствуют самопроизвольному возвращению доменов в первоначальное состояние, поэтому ферромагнетик сохраняет остаточную намагниченность и в отсутствие внешнего магнитного поля.

Отношение индукции внешнего магнитного поля B_0, созданного в вакууме, к магнитной постоянной μ_0 называется напряженностью внешнего магнитного поля H.

$$\boxed{H = \frac{B_0}{\mu_0}}$$

Напряженность наряду с индукцией характеризует силовые свойства магнитных полей.

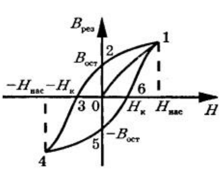


Рис. 161-3

Будем увеличивать напряженность H внешнего магнитного поля, в которое помещен не намагниченный ферромагнетик, и измерять при этом зависимость индукции результирующего магнитного поля в ферромагнетике $B_{рез}$ от величины напряженности H внешнего магнитного поля. Если построить график, показывающий, как изменяется индукция результирующего магнитного поля в ферромагнетике с изменением напряженности внешнего магнитного поля, то получится замкнутая кривая, изображенная на рис. 161-3.

Рассмотрим эту кривую. Точка 0 соответствует состоянию, когда внешнее магнитное поле отсутствует и ферромагнетик не намагничен. Будем увеличивать напряженность внешнего магнитного поля H. При этом ферромагнетик начнет намагничиваться все сильнее и сильнее, т. е. все больше и больше магнитных полей доменов окажутся сонаправленными с внешним магнитным полем, поэтому индукция результирующего поля $B_{рез}$ будет нарастать (участок 0-1).

При некоторой достаточно большой напряженности $H_{нас}$ внешнего магнитного поля у ферромагнетика наступит состояние насыщения, когда магнитные поля всех доменов окажутся сонаправленными с внешним магнитным полем (точка 1 графика).

После достижения состояния насыщения станем уменьшать напряженность H внешнего магнитного поля. При этом индукция результирующего поля ферромагнетика тоже станет уменьшаться, но не по прежней кривой 0-1, а медленнее, по кривой 1-2, т. е. убыль результирующего магнитного поля ферромагнетика будет отставать от убыли внешнего магнитного поля. Это отставание называется *гистерезисом* (по-гречески гистерезис – запаздывание).

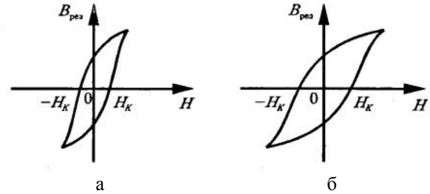
Когда напряженность внешнего магнитного поля $\vec{H}$ станет равна нулю, индукция результирующего магнитного поля будет отлична от нуля, т. е. ферромагнетик с исчезновением внешнего магнитного поля полностью не размагнитится. Величина индукции магнитного поля ферромагнетика, оставшейся после выключения внешнего магнитного поля, называется *остаточным намагничиванием* $B_{ост}$.

Чтобы теперь размагнитить ферромагнетик, надо изменить направление внешнего магнитного поля на противоположное и увеличивать напряженность этого противоположно направленного поля. Тогда результирующее магнитное поле ферромагнетика будет ослабевать (участок 2-3). При некоторой отрицательной напряженности внешнего магнитного поля ферромагнетик полностью размагнитится, т. е. индукция его результирующего поля станет равна нулю (точка 3). Напряженность внешнего магнитного поля, при которой ферромагнетик полностью размагнитится, называется его *коэрцитивной силой* H_K.

Коэрцитивная сила характеризует способность данного ферромагнетика сохранять состояние намагниченности. Чем больше коэрцитивная сила, тем труднее размагнитить ферромагнетик, и наоборот.

Если дальше увеличивать внешнее магнитное поле, то вновь можно достичь состояния насыщения (участок 3-4). Уменьшая затем внешнее магнитное поле, направленное противоположно первоначальному, до нуля (участок 4-5), можно снова достичь остаточной намагниченности (точка 5). Увеличивая вновь внешнее магнитное поле (участок 5-6), можно вновь размагнитить ферромагнетик (точка 6).

В итоге будет построена замкнутая кривая, которая называется *петлей гистерезиса*. Петля гистерезиса характеризует способность данного ферромагнетика к намагничиванию. Если петля гистерезиса узкая (рис. 161-4, а), т. е. коэрцитивная сила ферромагнетика H_K мала, то такой ферромагнетик легко размагнитить и перемагнитить, поэтому ферромагнетики с узкой петлей гистерезиса называются *мягкими* ферромагнетиками. Мягкие ферромагнетики применяют для изготовления сердечников трансформаторов, используют в статорах и роторах электродвигателей и генераторов тока.



а б

Рис. 161-4

Ферромагнетики с широкой петлей гистерезиса (рис. 161-4, б) называются *жесткими*, потому что их трудно размагнитить. Из жестких ферромагнетиков изготавливают постоянные магниты, которые способны длительное время сохранять намагниченность.

Ферромагнитными свойствами вещества обладают только в кристаллическом состоянии и при температуре ниже их точки Кюри. При температуре выше точки Кюри тепловое движение молекул ферромагнетика приведет к полной разориентации доменов и ферромагнетик уже не будет обладать способностью к намагничиванию. При таких температурах бывший ферромагнетик становится слабым парамагнетиком.

Кроме соединений железа, к ферромагнетикам относятся никель, кобальт и некоторые другие вещества.

Ферромагнетики находят широкое применение в современной науке и технике. Их применяют в генераторах тока, электродвигателях, трансформаторах, для магнитной записи и хранения информации, в современных ЭВМ, в электроизмерительных приборах и т. д.

162. МАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ И ХРАНЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ. МИКРОФОН И ГРОМКОГОВОРИТЕЛЬ

А. Магнитная запись

Принцип магнитной записи информации основан на ориентации частиц ферромагнетика во внешнем магнитном поле и ее сохранении.

Для осуществления магнитной записи ферромагнетик измельчают до состояния, когда отдельные частицы становятся однодоменными. Для железа размер таких частиц примерно $3 \cdot 10^{-8}$ м. Затем рабочий магнитный слой в виде порошка наносят на ленту или диск, имеющий пластмассовую основу.

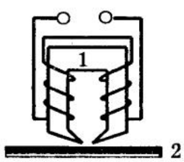


Рис. 162-1

Магнитное поле электромагнита 1 (рис. 162-1) намагничивает рабочую поверхность движущейся ленты 2. Под действием этого поля, несущего определенную информацию, однодоменные частицы ферромагнетика, нанесенного на ленту, ориентируются определенным образом. При этом остаточная намагниченность частиц пропорциональна силе тока, текущего по обмотке головки магнитофона. Этот ток создающет свое магнитное поле, которое несет информацию и управляет поведением частиц ферромагнетика на ленте.

Рабочий слой, содержащий частицы ферромагнетика, намагничивается последовательно то в одном, то в противоположном направлении. При синусоидальном сигнале записи информации длина каждой области однонаправленного намагничивания равна половине длины волны записи, поэтому такая область называется *полуволновой*. Чем выше частота записываемого сигнала и чем меньше скорость записи, тем короче полуволновые области.

Магнитный поток, создаваемый каждой полуволновой областью, замыкается через внешнее пространство. Внутри каждой полуволновой области частицы ориентируются в одном направлении. При этом в пространстве, окружающем эту область, возникает магнитное поле, отображающее закон изменения намагниченности частиц ферромагнетика, соответствующий полученной информации.

При воспроизведении записанного сигнала магнитный поток, создаваемый магнитным полем, пересекает проводящий контур головки, воспроизводящей сигнал, индуцируя в ней электрический ток, который затем преобразуется в звуковой или световой.

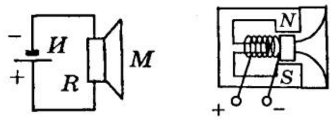
В современных ЭВМ на гибких магнитных дисках внешней памяти машины может быть записано до 2,88 мегабайт информации, т. е. $2 \cdot 10^{23}$ единиц количества информации – *бит*. Емкость доступных для широкого использования жестких магнитных дисков («винчестеров») составляет десятки *гигабайт*, т. е. в 10000 раз больше, чем на гибких магнитных дисках.

Для улучшения качества записи и ее сохранности магнитные порошки делают из ферромагнетика достаточно большой коэрцитивной силой, который трудно размагнитить. Для стирания записи к магнитной головке стирания информации подводится переменное напряжение ультразвуковой частоты от специального генератора.

В видеомагнитофоне на магнитную ленту записывают не только звуковой, но и световой сигнал, который затем управляет электронным лучом в кинескопе телевизора.

Микрофоном называют устройство, преобразующее звуковые волны в электрический ток, изменяющийся со звуковой частотой.

Звуковые волны, возбуждаемые в воздухе вибратором, достигают *мембраны* микрофона М (рис. 162-2, а), приводя ее в колебательное движение. Под мембраной находится материал, способный изменять свое электрическое сопротивление R в процессе колебаний мембраны (например, угольный порошок, сопротивление которого уменьшается, когда мембрана сдавливает его частички). При этом изменяется сила тока в цепи микрофона, в которую входит источник постоянного тока *И*, питающий цепь микрофона. Изменение силы тока в цепи микрофона вместе с его сопротивлением будут повторять форму и частоту звуковой волны, колеблющей мембрану.



а б

Рис. 162-2

В настоящее время вместо угольных используются динамические микрофоны, принцип действия которых основан на возбуждении ЭДС индукции, изменяющейся со звуковой частотой при колебаниях катушки микрофона в магнитном поле постоянного магнита.

В *громкоговорителе* (динамике) происходит обратный процесс, т. е. электрический сигнал, несущий звуковую информацию, преобразуется в звуковой. В нем по катушке пропускают ток, изменяющийся со звуковой частотой. Эта катушка находится в магнитном поле постоянного магнита (рис. 162-2, б), поэтому на нее в этом поле действует переменная сила Ампера, понуждающая катушку совершать колебания со звуковой частотой. С катушкой соединена мембрана (*диффузор*), которая тоже начинает совершать колебания со звуковой частотой и приводит в движение примыкающие к ней слои воздуха. В результате в воздухе начинает распространяться звуковая волна.

163. ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Электроизмерительными приборами называют приборы, измеряющие различные характеристики электрического тока.

К электроизмерительным приборам относятся гальванометры, амперметры, вольтметры, омметры, ваттметры и др.

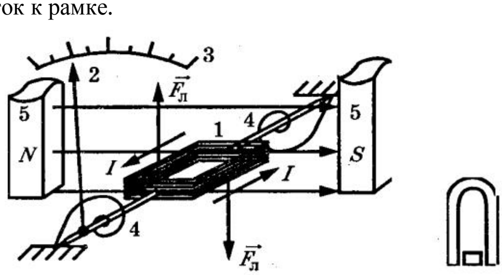
Все электроизмерительные приборы по принципу их действия делят на:

- приборы магнитоэлектрической системы; . – приборы электромагнитной системы;
- приборы электродинамической системы;
- приборы тепловой системы;
- приборы электронной системы.

Рассмотрим устройство и принцип действия некоторых из них.

Приборы магнитоэлектрической системы

Действие приборов магнитоэлектрической системы основано на взаимодействии проводника с током и магнитного поля постоянного магнита. На рис. 163-1 схематически показано устройство прибора этой системы. Между полюсами подковообразного магнита 5 помещается рамка 1, на которую намотан изолированный проводник. Коси рамки прикреплена стрелка 2, способная при повороте рамки перемещаться по шкале 3, и две спиральные пружинки 4, создающие момент упругих сил и одновременно подводящие ток к рамке.



а б

Рис. 163-1

В отсутствие тока плоскость рамки располагается параллельно линиям магнитного поля магнита 5 и стрелка стоит на нуле. Когда прибор включен в цепь и по рамке проходит ток, на ее стороны, перпендикулярные магнитным линиям, действует пара сил Ампера, создающая вращающий момент, тем больший, чем больше сила тока в рамке. Эта пара сил поворачивает рамку, стремясь расположить ее плоскость перпендикулярно магнитным линиям, и при этом стрелка перемещается по шкале прибора. Повороту рамки противодействует упругий момент сил, создаваемый спиральными пружинками, тем больший, чем больше угол поворота рамки в магнитном поле. При выключении тока упругий момент сил возвращает стрелку в исходное (нулевое) положение.

Если сила тока превысит максимальную для данного прибора величину, которая указана на нем, то упругая деформация спиральных пружин превратится в пластическую и они уже не смогут возвращать стрелку обратно. Прибор будет безнадежно испорчен. Чтобы этого не случилось, превышать максимально допустимую силу тока (или максимальное напряжение на приборе) нельзя.

Чтобы стрелка под действием упругих сил не стала колебаться, применяют специальные устройства – успокаивающие колебания, – *демпферы*. Демпфер представляет собой пластинку из алюминия, прикрепленную к той же оси, на которую насажена стрелка. При возвращении стрелки к нулю в пластинке наводятся индукционные токи, в результате чего силы Ампера, действующие на пластинку с токами в магнитном поле постоянного магнита, тормозят ее, а вместе с ней и стрелку прибора. С помощью специального корректора можно установить стрелку на нулевое деление шкалы вручную.

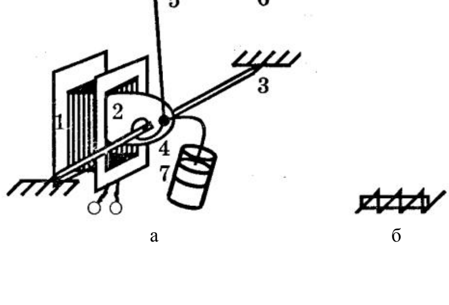
Такие приборы могут измерять как силу тока в цепи, так и напряжение на ее участке, поскольку напряжение согласно закону Ома при неизменном сопротивлении участка прямо пропорционально силе тока в нем.

Приборы магнитоэлектрической системы предназначены для включения в цепь постоянного тока. Они имеют равномерную шкалу и обладают очень высокой чувствительностью, позволяя измерять токи до 10^{-14} А. Их обозначение на табло прибора показано на рис. 163-2. Горизонтальная черточка на шкале прибора говорит о том, что он предназначен для измерения только постоянного тока, а также о том, что в процессе измерения он должен находиться в горизонтальном положении. Если на приборе имеется такое обозначение: $\perp$, значит, он должен располагаться в рабочем состоянии вертикально.

Приборы электромагнитной системы

Действие приборов электромагнитной системы основано на взаимодействии магнитного поля катушки с током 1 и железного сердечника 2 (рис. 163-2).

При включении прибора в цепь по виткам катушки 1 проходит ток и внутри нее возникает магнитное поле. При этом сердечник 2 втягивается в катушку тем сильнее, чем больше сила тока в ней. Сердечник крепится к оси 3, с которой соединена спиральная пружина 4, создающая упругий момент сил, противодействующий втягиванию сердечника в катушку. К этой же оси крепится стрелка 5, которая перемещается по шкале 6. Чем больше сила тока в катушке, тем на больший угол отклоняется стрелка от своего нулевого положения. С сердечником связан также демпфер 7. При выключении тока спиральная пружина возвращает сердечник в исходное положение и стрелка возвращается к нулю.



а б

Рис. 163-2

Если сила тока в катушке или приложенное к ней напряжение превысят максимально допустимую величину, указанную на приборе, то упругий момент спиральной пружинки превратится в пластический и пружинка уже не сможет выполнять свои функции. Прибор будет непоправимо испорчен. Поэтому превышать максимально допустимые величины тока или напряжения нельзя.

Приборы электромагнитной системы предназначены для измерения как постоянных, так и переменных токов, поэтому они могут иметь как равномерную, так и неравномерную шкалы. Поскольку катушка при измерениях остается неподвижной, их можно использовать при измерении токов большой силы. Обозначение приборов электромагнитной системы на их табло показано на рис. 163-2, б внизу.

К приборам электромагнитной системы относятся также астатические приборы, в которых две катушки соединены последовательно так, что их магнитные поля анти-направлены друг другу, что позволяет исключить влияние посторонних магнитных полей на железный сердечник.

Приборы электродинамической системы

Действие приборов электродинамической системы, основано на взаимодействии двух катушек с током, одна из которых неподвижна, а другая может поворачиваться вокруг своей оси (рис. 163-3).

Неподвижная катушка 1 разделена на две одинаковых половинки, между которыми проходит ось прибора. На оси крепятся две спиральные пружины 2, создающие упругий момент сил, противодействующий повороту подвижной катушки 5 в магнитном поле неподвижной, стрелка 3, перемещающаяся по шкале 4 тем дальше, чем больше сила тока в катушках, и успокоитель колебаний стрелки 6.

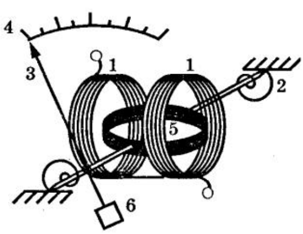


Рис. 163-3

При пропускании тока подвижная катушка будет поворачиваться в магнитном поле неподвижной катушки на тем больший угол, чем больше сила тока в них, стремясь расположиться своей плоскостью перпендикулярно магнитным линиям поля неподвижной катушки. Этому будет противодействовать упругий момент сил, создаваемый спиральными пружинками. Если превысить максимальное значение тока или напряжения, указанное на приборе, то он также будет испорчен из-за потери упругих свойств спиральных пружинок.

Приборы электродинамической системы, как и электромагнитной, позволяют измерять как постоянные, так и переменные токи, так как при изменении тока в цепи ток в обеих катушках одновременно изменяет свое направление на противоположное, поэтому направление вращающего момента сил, действующих на подвижную катушку, не изменяется. При измерениях постоянного тока их шкала равномерна, а переменного – неравномерна.

Следует знать, что при измерениях переменного тока все электроизмерительные приборы показывают его действующее (эффективное) значение (но не мгновенное или максимальное).

Рассмотрим принцип действия наиболее распространенных электроизмерительных приборов: гальванометра, амперметра, вольтметра, омметра и ваттметра.

Гальванометр

Гальванометр – это прибор высокой чувствительности, позволяющий обнаруживать и измерять очень малые заряды и напряжения.

Гальваномеры часто используются для регистрации наличия или отсутствия тока или для регистрации нулевой разности потенциалов между точками цепи.

Наиболее распространены гальванометры магнитоэлектрической системы. Бывают *стрелочные*, *зеркальные* и *струнные* гальванометры. Стрелочные гальванометры применяют для измерения токов силой до десятых долей микроампера, зеркальные – порядка $10^{-11} – 10^{-12}$ ампера, струнные – до 10^{-14} ампера. В зеркальных гальванометрах отсчет делений шкалы при измерениях производится с помощью светового луча, направленного на маленькое зеркальце, связанное с рамкой. Шкала отнесена достаточно далеко от прибора, благодаря чему даже малый поворот рамки при малых токах в ней дает заметное отклонение светового зайчика по шкале. К зеркальным гальванометрам относятся также баллистические гальванометры с массивной рамкой, имеющей большую инертность, что позволяет регистрировать даже кратковременные импульсы токов.

В струнных гальванометрах магнитное поле постоянного магнита действует на струну – тонкую проволочку с током, которая при этом приходит в движение. Это движение регистрируется с помощью микроскопа и фотографируется.

Гальванометр с шунтом представляет собой амперметр, а этот же прибор с последовательно подключенным к нему добавочным сопротивлением является вольтметр.

Омметр

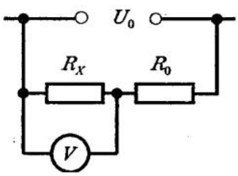


Рис. 163-4

Омметр – это прибор, предназначенный для измерения сопротивления проводника. Наиболее распространены омметры магнитоэлектрической системы, основанные на «вольтметровом» методе, при котором соединяются последовательно измеряемое сопротивление, вольтметр и источник тока. При этом чем больше величина измеряемого сопротивления, тем меньше показания вольтметра. Шкала прибора при таком соединении градуируется сразу в омах.

Для измерения очень больших сопротивлений используются электронные омметры, состоящие из потенциометра, плечи которого представляют собой известное R_0 и измеряемое R_X сопротивления, и электронного вольтметра V, подключенного параллельно измеряемому сопротивлению (рис. 163-4).

В цепях переменного тока омметр измеряет активное сопротивление проводника.

Ваттметр

Ваттметр – это прибор, предназначенный для измерения мощности электрического тока.

Наиболее распространены ваттметры электродинамической системы, позволяющие измерять мощность как постоянного, так и переменного тока.

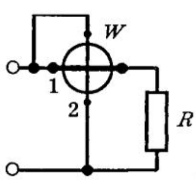


Рис. 163-5

Рассмотрим принцип действия ваттметра. Он состоит из двух катушек, неподвижной и подвижной. Неподвижная катушка, изготовленная из толстого проводника с малым сопротивлением (на рис. 163-5 она изображена жирным отрезком 1), включается в цепь последовательно измеряемому участку сопротивлением В. Подвижная катушка 2 соединена последовательно с добавочным сопротивлением, благодаря чему ее сопротивление во много раз больше сопротивления неподвижной катушки. На рис. 163-5 она изображена тонким отрезком 2 и включается параллельно измеряемому сопротивлению R. С подвижной катушкой соединена стрелка прибора, которая при повороте подвижной катушки в магнитном поле неподвижной перемещается по шкале, проградуированной в ваттах. Угол поворота подвижной катушки пропорционален как силе тока I в неподвижной катушке, так и напряжению U на измеряемом участке R, т. е. пропорционален мощности тока P в нем (поскольку $P = UI$).

На корпусе ваттметра имеются четыре клеммы, к которым подведены концы подвижной и неподвижной катушек. Клеммы, которые следует подключить последовательно измеряемому участку, обозначены буквой *А*, а те, которые надо подключить параллельно, – буквой *V*.

Важной характеристикой точности измерения электрической величины с помощью любого электроизмерительного прибора является его *класс точности*. Все электроизмерительные приборы делят на восемь классов точности: 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 2,5 и 4,0. Эти числа представляют собой отношение максимально возможной погрешности прибора $\Delta A_{\max}$ к максимальному значению величины $A_{\max}$ которую может измерить данный прибор.

Величина

$$\varepsilon_{np} = \frac{\Delta A_{\max}}{A_{\max}} 100\% ,$$

выраженная в процентах, называется *приведенной погрешностью* прибора. Чем меньше приведенная погрешность прибора, тем точнее его показания.