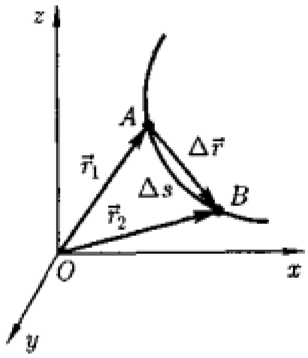
1. Предмет механики. Системы отсчета. Траектория точки. Основные кинематические характеристики поступательного движения: радиус-вектор, перемещение, путь, скорость, ускорение.

Механика — часть физики, которая изучает закономерности механического движения и причины, вызывающие или изменяющие это движение.

Система отсчёта — это совокупность тела отсчета, связанной с ним системы координат и системы отсчёта времени, по отношению к которым рассматривается движение материальных точек или тел.

Траектория — линия, описываемая в пространстве движущейся точкой.



Радиус-вектор — вектор, задающий положение точки в пространстве относительно некоторой заранее фиксированной точки, называемой началом координат.

Путь — это скалярная физическая величина определяемая длиной траектории, описанной телом за некоторый промежуток времени.

Перемещение тела — это направленный отрезок прямой, соединяющий начальное положение тела с его последующим положением.

Скорость — векторная физическая величина, характеризующая быстроту перемещения и направление движения материальной точки относительно выбранной системы отсчёта. По определению, равна производной радиус-вектора точки по времени.

Ускорение — физическая величина, определяющая быстроту изменения скорости тела, то есть первая производная от скорости по времени. Ускорение является векторной величиной, показывающей, на сколько изменяется вектор скорости тела при его движении за единицу времени.

2. Основные кинематические характеристики вращательного движения: угловой путь, угловая скорость, угловое ускорение. Соотношения между основными кинематическими характеристиками поступательного и вращательного движения.

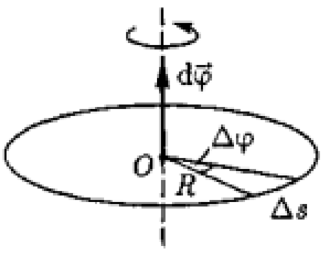


Рис. 6

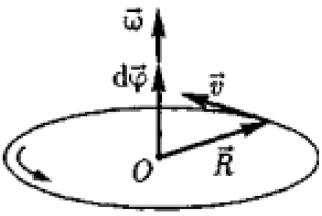


Рис. 7

Угловой скоростью ω называется векторная величина, определяемая первой производной угла поворота тела по времени.

Угловое ускорение $\bar{\varepsilon}$ – это физическая величина равная отношению изменения угловой скорости к интервалу времени, за который оно произошло.

Сравнение характеристик вращательного (окружность) и поступательного движения

Величина	Поступательное движение	Вращательное движение	Связь между величинами
Путь	S	φ	$S = R \cdot \varphi$
Скорость	$\upsilon = \dfrac{dS}{dt}$	$\omega = \dfrac{d\varphi}{dt}$	$\upsilon = R \cdot \omega$
Ускорение	$a_\tau = \dfrac{d\upsilon}{dt} = \dfrac{d^2 S}{dt^2}$	$\varepsilon = \dfrac{d\omega}{dt} = \dfrac{d^2\varphi}{dt^2}$	$a_\tau = R\varepsilon$

3. Ускорение при криволинейном движении.

При криволинейном движении ускорение характеризует не только численное изменение скорости, но и изменение ее направления.

Полное ускорение тела есть геометрическая сумма тангенциальной и нормальной составляющих (рис. 5):

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n.$$

Итак, *тангенциальная* составляющая ускорения характеризует *быстроту изменения модуля скорости* (направлена по касательной к траектории), а *нормальная* составляющая ускорения — *быстроту изменения направления скорости* (направлена по главной нормали к центру кривизны траектории). Составляющие a_τ и a_n перпендикулярны друг другу.

В зависимости от тангенциальной и нормальной составляющих ускорения движение можно классифицировать следующим образом:

1) $a_\tau = 0$, $a_n = 0$ — прямолинейное равномерное движение;

2) $a_\tau = a$ — const, $a_n = 0$ — прямолинейное равнопеременное движение.

3) $a_\tau = f(t)$, $a_n = 0$ — прямолинейное движение с переменным ускорением;

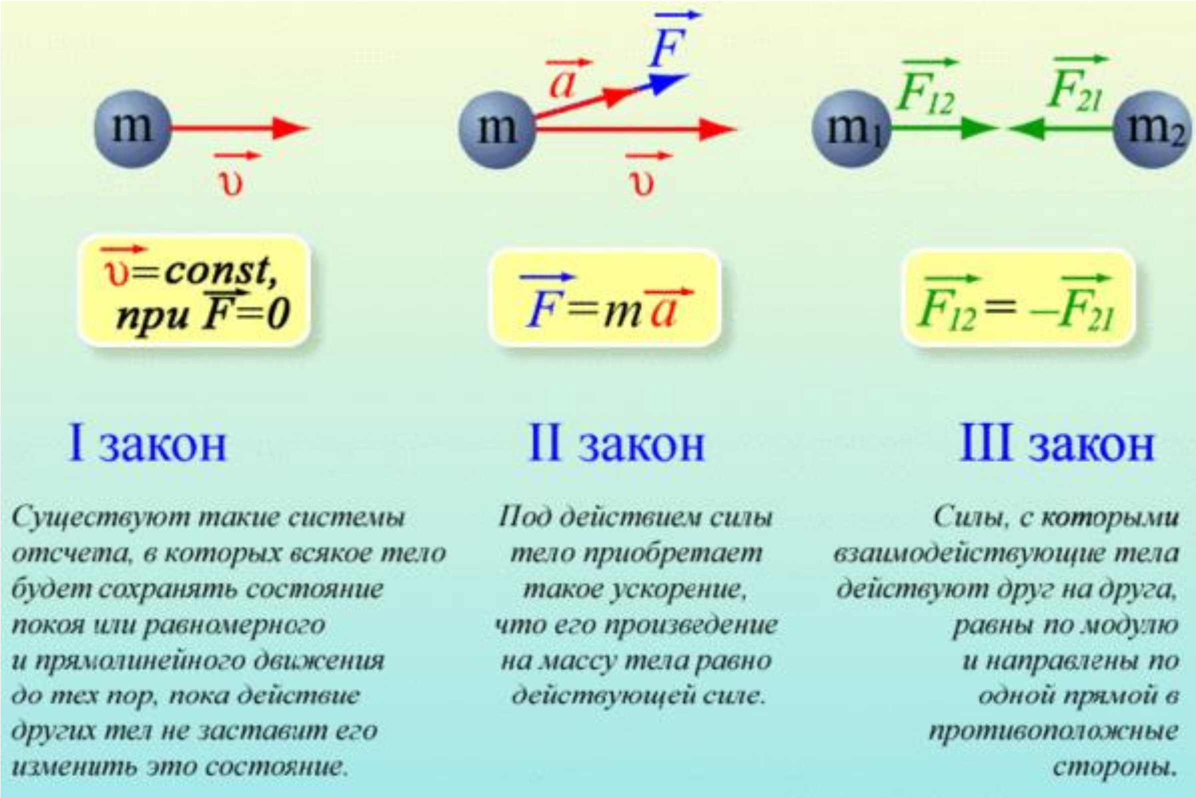
4) a_τ — 0, a_n = const. При $a_\tau = 0$ скорость изменяется только по направлению. Из формулы $a_n = \dfrac{v^2}{r}$ следует, что радиус кривизны должен быть постоянным. Следовательно, движение по окружности является равномерным;

5) $a_\tau = 0$, $a_n \neq 0$ — равномерное криволинейное движение;

6) a_τ = const, $a_n \neq 0$ — криволинейное равнопеременное движение;

7) $a_\tau = f(t)$, $a_n \neq 0$ — криволинейное движение с переменным ускорением.

4. Первый закон Ньютона. Сила, масса, импульс, импульс силы. Второй и третий законы Ньютона.



Первый закон Ньютона: всякая материальная точка (тело) сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока *воздействие* со стороны других тел не заставит ее изменить это состояние. Стремление тела сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения называется ***инертностью.*** Поэтому первый закон Ньютона называют также ***законом инерции.***

Сила — это векторная величина, являющаяся мерой механического воздействия на тело со стороны других тел или полей, в результате которого тело приобретает ускорение или изменяет свою форму и размеры.

Масса - величина, показывающая, как тело сопротивляется изменению скорости (насколько оно инертно) и как участвует в гравитационном взаимодействии (как сильно притягивается к Земле).

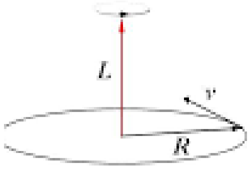
Импульс тела — векторная физическая величина, равная произведению массы тела на его скорость и имеющая направление скорости.

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

Импульс силы — векторная величина, равная произведению силы на время её действия; направление этого импульса совпадает с направлением силы.

5. Основные динамические характеристики вращательного движения: момент силы, момент импульса (относительно точки и относительно прямой).

Момент импульса относительно неподвижной оси – скалярная величина, равная проекции на эту ось вектора **L** относительно произвольной точки данной оси.



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

Для движения по окружности:

$$\vec{L} = [\vec{R} \cdot m\vec{v}]$$

6. Момент инерции материальной точки, системы материальных точек, твердого тела. Теорема Штейнера. Основной закон динамики вращательного движения.

Момент инерции материальной точки – это произведение массы на квадрат расстояния от материальной точки до оси вращения

$$m \cdot r^2 = I \quad (5.5)$$

Момент инерции – величина скалярная

- Момент инерции материальной точки

$$I = mR^2.$$

- Момент инерции системы материальных точек

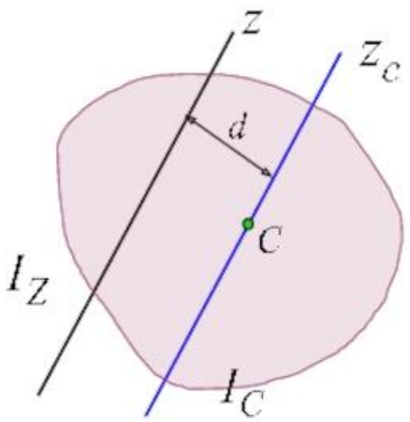
$$I = \sum_i m_i R_i^2.$$

- Момент инерции твердого тела

$$I = \int_m r^2 dm = \int_V \rho r^2 dV.$$

Теорема Штейнера

Момент инерции тела относительно произвольной оси Z равен сумме момента инерции этого тела относительно оси z_c, параллельной данной и проходящей через центр масс этого тела, и произведения массы тела на квадрат расстояния между осями.



$$\boxed{I_Z = I_C + md^2}$$

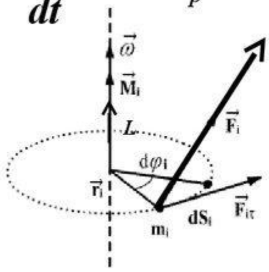
Основной закон динамики вращательного движения абсолютно твёрдого тела

Угловое ускорение, приобретаемое телом, при вращении вокруг неподвижной оси прямо пропорционально результирующему моменту действующих на тело сил и обратно пропорционально моменту инерции тела относительно данной оси.

$$\vec{\varepsilon} = \frac{M_p}{I} \Rightarrow \frac{d\omega}{dt} = \frac{M_p}{I} \Rightarrow \frac{d(I\omega)}{dt} = \vec{M}_p$$

Момент импульса АТТ: $L = I\omega$

$$\frac{dL}{dt} = \vec{M}_p$$



Скорость изменения момента импульса тела равна суммарному моменту всех действующих на него сил.

7. Работа постоянной и переменной силы. Элементарная работа внешних сил при вращении твердого тела.

$$A = \vec{F}\vec{S}; \quad A = FS \cdot \cos\alpha$$

работа постоянной силы.

<u>Механическая работа</u> - *численно равна произведению модуля силы на модуль перемещения и на косинус угла между ними.*

Работа переменной силы

Пусть точка движется по оси Ох под действием силы, проекция которой на ось Ох есть функция f от x. При этом мы будем предполагать, что f есть непрерывная функция. Под действием этой силы материальная точка переместилась из точки M(a) в точку M(b).

Покажем, что в этом случае работа A подсчитывается по формуле

$$A = \int_a^b f(x)dx$$

Работа внешних сил при повороте твердого тела на конечный угол φ равна

$$A = \int_0^{\kappa} M_z d\varphi \qquad dA = (\vec{M} \cdot d\vec{\varphi})$$

В случае, если M_z = const, то A = $M_z\varphi$. M_z – момент силы относительно оси; $d\varphi$ - угловое перемещение;

Таким образом, работа внешних сил при вращении твердого тела вокруг неподвижной оси определяется моментом M_z этих сил относительно данной оси. Если силы таковы, что их момент $M_z = 0$, то работы они не производят.

$$E_к = \frac{I\omega^2}{2}$$

I – момент инерции тела;

ω – угловая скорость;

8. Кинетическая энергия и ее связь с работой внешних сил. Кинетическая энергия вращающегося твердого тела.

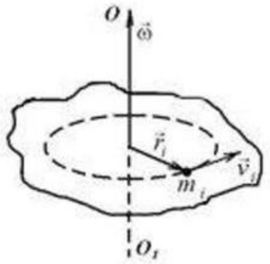
Кинетическая энергия механической системы — энергия механического движения этой системы.

Связь кинетической энергии с работой

- Теперь рассмотрим связь кинетической энергии с работой.
- Если постоянная сила действует на тело, то оно будет двигаться в направлении силы. Тогда, элементарная работа по перемещению тела из т. 1 в т. 2, будет равна произведению силы F на перемещение dr: $dA = F dr$,
- отсюда $A = \int_1^2 F dr$.

Определим кинетическую энергию твёрдого тела, вращающегося вокруг неподвижной оси. Разобьем это тело на n материальных точек. Каждая точка движется с линейной скоростью $\upsilon_i = \omega r_i$, тогда кинетическая энергия точки равна:

$$E_к = \frac{m_i V_i^2}{2} \quad \text{или} \quad E_к = \frac{m_i r_i^2 \omega}{2}$$



Шампоров Н. К. БТЭ 18-01

9. Консервативные силы. Потенциальная энергия. Связь потенциальной энергии и консервативной силы.

Сила называется **консервативной** или **потенциальной**, если ее работа не зависит от траектории, а определяется только начальным и конечным положениями тела. Работа таких сил по перемещению тела по замкнутой траектории всегда равна нулю.

Примеры: сила тяжести, сила упругости, гравитационная сила.

Для удобства расчета работы таких сил вводится понятие потенциальной энергии $W_п$

$$A = W_{п1} - W_{п2}.$$

$$\boxed{E_p = mgh}$$

E_p – потенциальная энергия тела

m – масса тела

g – ускорение свободного падения тела $g = 9{,}8\frac{м}{с^2}$

h – высота, на которой находится тело

$$\Delta A = -\Delta W_п$$

$$F_s dS = -\Delta W_п$$

Связь потенциальной энергии и консервативной силы.

$$F_s = -\frac{\Delta W_п}{\Delta S}$$

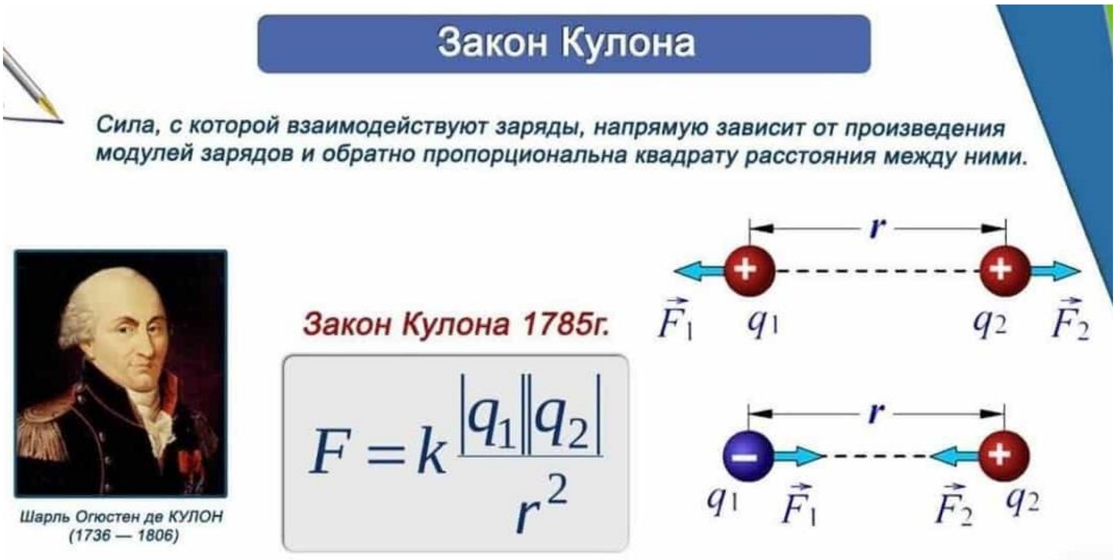
10. Электрический заряд. Закон сохранения электрического заряда. Взаимодействие зарядов. Закон Кулона. Напряженность - силовая характеристика электрического поля.

Электрический заряд — это физическая скалярная величина, определяющая способность тел быть источником электромагнитных полей и принимать участие в электромагнитном взаимодействии.

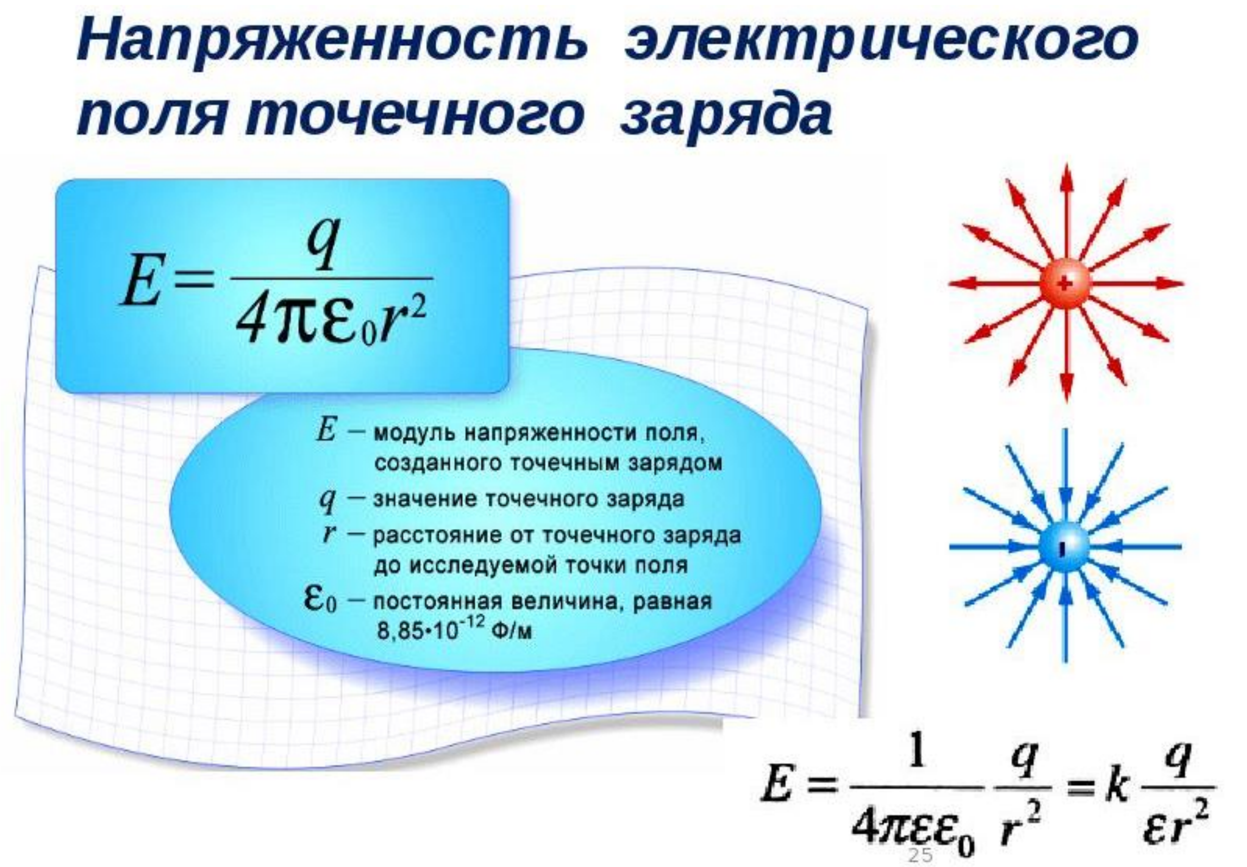
Закон сохранения электрического заряда

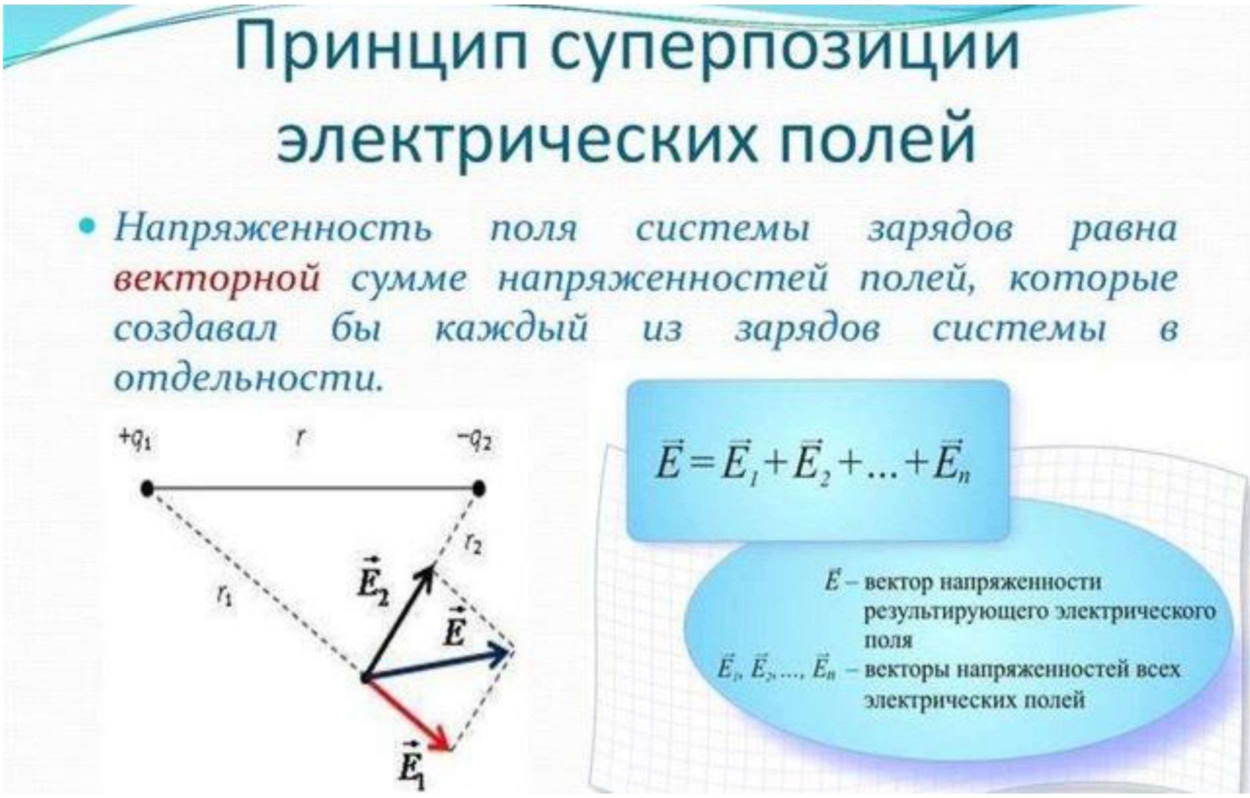
- В замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов всех частиц остается неизменной.

$$\boxed{q_1 + q_2 + \dots + q_n = \mathrm{const}}$$



11. Напряженность поля точечного заряда. Принцип суперпозиции. Силовые линии электростатического поля. Эквипотенциальные поверхности.





Направление *силовой линии* (линии напряженности) в каждой точке совпадает с направлением $\vec{E}$. *Отсюда следует, что* ***напряженность*** $\vec{E}$ ***равна разности потенциалов U на единицу длины силовой линии***.

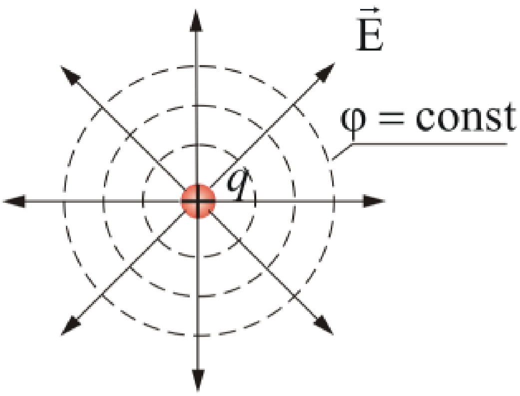
Именно вдоль силовой линии происходит максимальное изменение потенциала. Поэтому всегда можно определить $\vec{E}$ между двумя точками, измеряя *U* между ними, причем тем точнее, чем ближе точки. В однородном электрическом поле силовые линии – прямые. Поэтому здесь определить $\vec{E}$ наиболее просто:

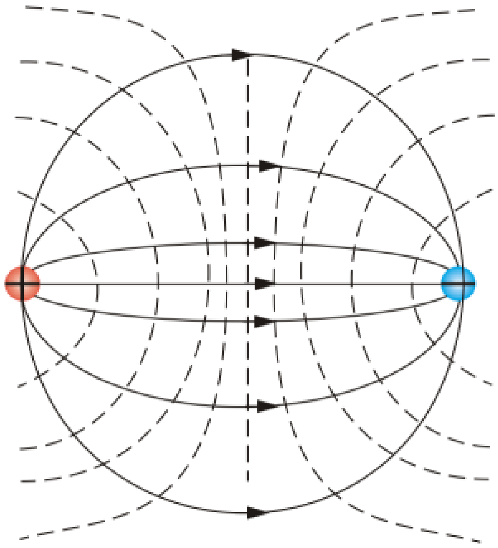
$$E = \frac{U}{l}.$$

Теперь дадим определение *эквипотенциальной поверхности*. ***Воображаемая поверхность, все точки которой имеют одинаковый потенциал, называется эквипотенциальной поверхностью***. Уравнение этой поверхности

$$\phi = \phi(x, y, z) = \text{const}.$$

Графическое изображение силовых линий и эквипотенциальных поверхностей показано на рисунке 3.4.





12. Работа электростатического поля при перемещении заряда. Потенциальная энергия. Потенциал. Разность потенциалов. Взаимосвязь напряженности и потенциала.

Работа, совершаемая силами поля над зарядом *q* при перемещении его из точки 1 в точку 2, может быть, вычислена как:

$$A_{12} = q\int_1^2 (\vec{E}, d\vec{l}).$$

С другой стороны, работу можно представить в виде:

$A_{12} = q(\phi_1 - \phi_2)$, тогда $\phi_1 - \phi_2 = \int_1^2 (\vec{E}, d\vec{l})$.

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

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

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

Потенциал φ является энергетической характеристикой электростатического поля.

Разность потенциалов

Разность потенциалов (напряжение) между двумя точками равна отношению работы поля при перемещении положительного заряда из начальной точки в конечную к величине этого заряда.

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}$$

Тогда коротко связь между $\vec{E}$ и φ записывается так:

$$E_l = -\frac{d\phi}{dl}. \quad \text{или} \quad \vec{E} = -\text{grad}\,\phi$$

$\text{grad}\,\phi$ – вектор, показывающий направление наибыстрейшего увеличения функции.

Знак минус говорит о том, что вектор $\vec{E}$ направлен в сторону уменьшения потенциала электрического поля.

13. Применение теоремы Гаусса для расчета электрического поля бесконечной плоскости.

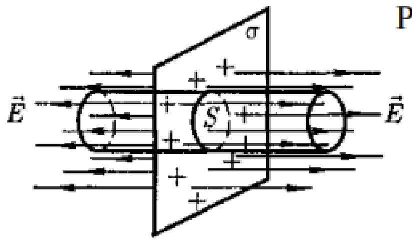
1. Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости. Бесконечная плоскость (рис. 128) заряжена с постоянной ***поверхностной плотностью*** $+\sigma$ ($\sigma = \frac{dQ}{dS}$ — заряд, приходящийся на единицу поверхности). Линии напряженности перпендикулярны рассматриваемой плоскости и направлены от нее в обе стороны.

В качестве замкнутой поверхности мысленно построим цилиндр, основания которого параллельны заряженной плоскости, а ось перпендикулярна ей. Так как образующие цилиндра параллельны линиям напряженности ($\cos\alpha = 0$), то поток вектора напряженности сквозь боковую поверхность цилиндра равен нулю, а полный поток сквозь цилиндр равен сумме потоков сквозь его основания (площади оснований равны и для основания E_n совпадает с E), т.е. равен $2ES$. Заряд, заключенный внутри построенной цилиндрической поверхности, равен σS. Согласно теореме Гаусса (81.2), $2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0}$,откуда

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}. \qquad (82.1)$$

Следует отметить, что это формула справедлива только для малых (по сравнению с размерами плоскости) расстояний от плоскости, так как только тогда плоскость можно считать бесконечной. Из формулы (82.1) следует, что поле равномерно заряженной плоскости *однородно.*

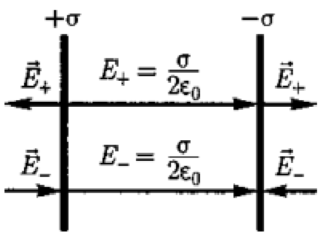
Рис. 128



14. Применение теоремы Гаусса для расчета электрического поля 2-х бесконечных плоскостей.

2. **Поле** двух **бесконечных параллельных разноименно заряженных плоскостей** (рис. 129). Пусть плоскости заряжены рав-

Рис. 129



номерно разноименными зарядами с поверхностными плотностями $+\sigma$ и $-\sigma$. Поле таких плоскостей найдем как суперпозицию полей, создаваемых каждой из плоскостей в отдельности. На рисунке верхние стрелки соответствуют полю от положительно заряженной плоскости, нижние — от отрицательно заряженной. Слева и справа от плоскостей поля вычитаются (линии напряженности направлены навстречу друг другу), поэтому здесь напряженность поля $E = 0$. В области между плоскостями $E — E_+ + E_-$ [E_+ и E_- определяются по формуле (82.1)]. Поэтому результирующая напряженность

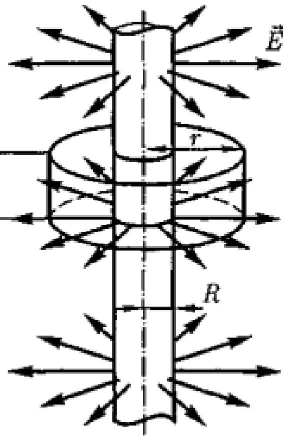
$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \qquad (82.2)$$

Таким образом, результирующая напряженность поля в области между плоскостями описывается формулой (82.2), а вне объема, ограниченного плоскостями, равна нулю.

15. Применение теоремы Гаусса для расчета электрического поля бесконечной нити.

5. Поле равномерно заряженного бесконечного цилиндра (нити). Бесконечный цилиндр радиусом R (рис. 133) заряжен равно-

Рис. 133



мерно с ***линейной плотностью*** τ ($\tau = \frac{dQ}{dl}$ — заряд, приходящийся на единицу длины). Из соображений симметрии следует, что линии напряженности будут направлены по радиусам круговых сечений цилиндра с одинаковой густотой во все стороны относительно оси цилиндра.

В качестве замкнутой поверхности мысленно построим коаксиальный цилиндр радиусом r и высотой l (см. рис. 133). Поток вектора E сквозь торцы коаксиального цилиндра равен нулю (торцы параллельны линиям напряженности), а сквозь боковую поверхность равен $2\pi r l E$. По теореме Гаусса (81.2), при $r > R$ $2\pi r l E = \frac{\tau l}{\varepsilon_0}$, откуда

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{\tau}{r} \quad (r \geqslant R). \qquad (82.5)$$

Если $r < R$, то замкнутая поверхность зарядов внутри не содержит, поэтому в этой области $E = 0$. Таким образом, напряженность поля вне равномерно заряженного бесконечного цилиндра определяется выражением (82.5), внутри же его поле отсутствует.

16. Применение теоремы Гаусса для расчета электрического поля сферы.

3. Поле равномерно заряженной сферической поверхности. Сферическая поверхность радиусом R с общим зарядом Q заряжена равномерно с ***поверхностной плотностью*** $+\sigma$. Благодаря равномерному распределению заряда по поверхности поле, создаваемое им, обладает сферической симметрией. Поэтому линии напряженности направлены радиалыю (рис. 130). Построим мысленно сферу радиусом г, имеющую об-

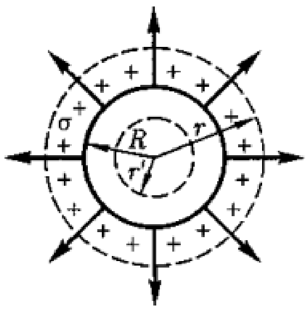


Рис.130

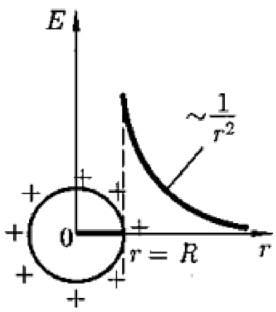


Рис. 131

щий центр с заряженной сферой. Если $r > R$, то внутрь поверхности попадает весь заряд Q, создающий рассматриваемое поле, и, по теореме Гаусса (81.2), $4\pi r^2 E=$ —, откуда

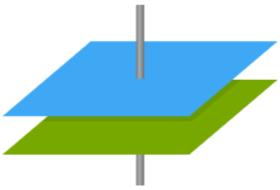
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2} \quad (r \geqslant R). \qquad (82.3)$$

При $r > R$ поле убывает с расстоянием r по такому же закону, как у точечного заряда. График зависимости E от r приведен на рис. 131. Если $r' < R$, то замкнутая поверхность не содержит внутри зарядов, поэтому внутри равномерно заряженной сферической поверхности электростатическое поле отсутствует $(E— 0)$.

17. Конденсаторы. Электроемкость уединенного проводника.

Конденсатор — это устройство, предназначенное для накопления заряда и энергии электрического поля (от лат. kondensator — «уплотнять», «сгущать»).

Простейший плоский конденсатор состоит из двух одинаковых металлических пластин — обкладок — и слоя диэлектрика, толщина которого мала по сравнению с размерами пластин.



Электроёмкость — характеристика проводника, мера его способности накапливать электрический заряд.

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$$

eo - электрическая постоянная

e - диэлектрическая проницаемость диэлектрика

18. Энергия системы точечных зарядов, заряженного уединенного проводника и конденсатора.

Энергия взаимодействия системы точечных зарядов

$$W_p = \frac{1}{2}k\sum_{j=1}^{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i q_j}{r_{ij}}; \quad i \neq j$$

или

$$W_p = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N} q_i \sum_{j=1}^{N}\frac{q_j}{r_j} = \frac{1}{2}\sum q_i \varphi_i$$

Энергия заряженного проводника равна той работе, которую необходимо совершить, чтобы зарядить проводник.

$$W = \frac{C\varphi^2}{2},$$

или учтя, что

$$C\varphi = q,$$

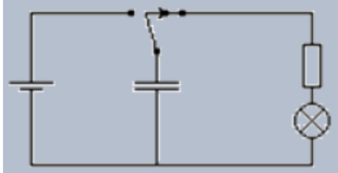
получим

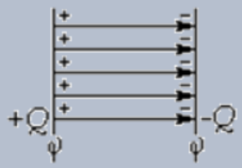
$$W = \frac{q\varphi}{2},$$

с другой стороны $\varphi = q/C$ тогда $W = q^2/2C$. Объединим последние три выражения в одно:

$$W = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2}.$$

4.Энергия заряженного конденсатора





Данный простой эксперимент показывает, что заряженный конденсатор обладает энергией.

$$W_p = \frac{1}{2}\sum q_1\varphi_1 = \frac{1}{2}(Q_1\varphi_1 + Q_2\varphi_2) = \frac{1}{2}Q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Когда речь идет о конденсаторе, часто используется понятие напряжения.
В электростатике понятие разности потенциалов и напряжения совпадают.

$$W_p = \frac{1}{2}QU; \quad Q = CU.$$

$$W_p = \frac{CU^2}{2} = \frac{Q^2}{2C}$$

19. Электрическое поле в проводниках и диэлектриках. Типы диэлектриков. Свободные и связанные заряды. Диэлектрическая проницаемость.

Если внешнее поле отсутствует, то в любом элементе объема проводника отрицательный свободный заряд будет компенсироваться положительным зарядом ионной решетки. В проводнике, который внесен в электрическое поле, произойдет перераспределение свободных зарядов, следствием чего будет возникновение на поверхности проводника некомпенсированных положительных и отрицательных зарядов. Описанный процесс носит название электростатической индукции, а возникающие на поверхности проводника заряды называют индукционными зарядами.

Полное электростатическое поле внутри проводника есть нуль, а потенциалы во всех точках являются одинаковыми и равными потенциалу на поверхности проводника

Связанные заряды образуют электрическое поле $\vec{E}$ направленное внутри диэлектрика противоположно вектору напряженности $\vec{E_0}$ внешнего поля: данный процесс носит название поляризации диэлектрика.

Полярные диэлектрики состоят из молекул, которые имеют асимметричное строение, что приводит к несовпадению «центров тяжести» положительных и отрицательных зарядов в молекуле (рис.12.20). Молекула в этом случае представляет собой диполь. В отсутствие внешнего поля E0, благодаря тепловому движению молекул, дипольные моменты ориентированы хаотически и суммарный дипольный момент всех молекул равен нулю. К таким диэлектрикам относятся фенол, нитробензол.

Неполярные диэлектрики состоят из атомов и молекул, которые имеют симметричное строение, т.е. «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов совпадают в отсутствие внешнего электрического поля и, следовательно, не обладают собственным дипольным моментом. К ним относят инертные газы, бензол, парафин, водород, кислород.

Кристаллические диэлектрики имеют ионную структуру, - это слабополярные диэлектрики. К ним относятся NaCl, KCl

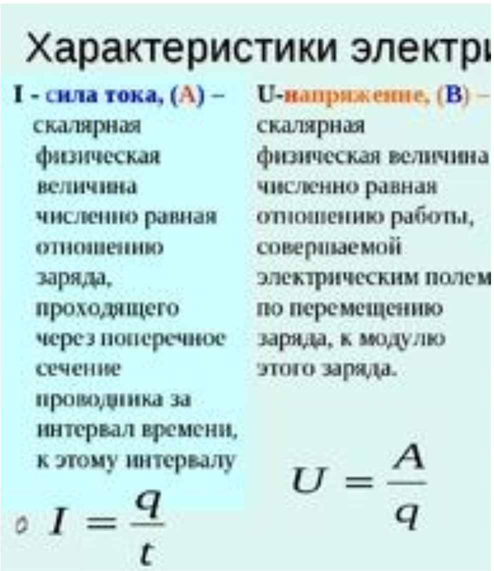
Свободные заряды – это заряды, перемещающиеся под действием поля на существенные расстояния. Например, электроны в проводниках, ионы в газах и заряды, привносимые извне на поверхность диэлектриков, которые нарушают их (диэлектриков) нейтральность. Заряды, входящие в состав нейтральных, в целом, молекул диэлектриков, так же, как ионы, закрепленные в кристаллических решетках твердых диэлектриков около положений равновесия, получили название связанных зарядов.

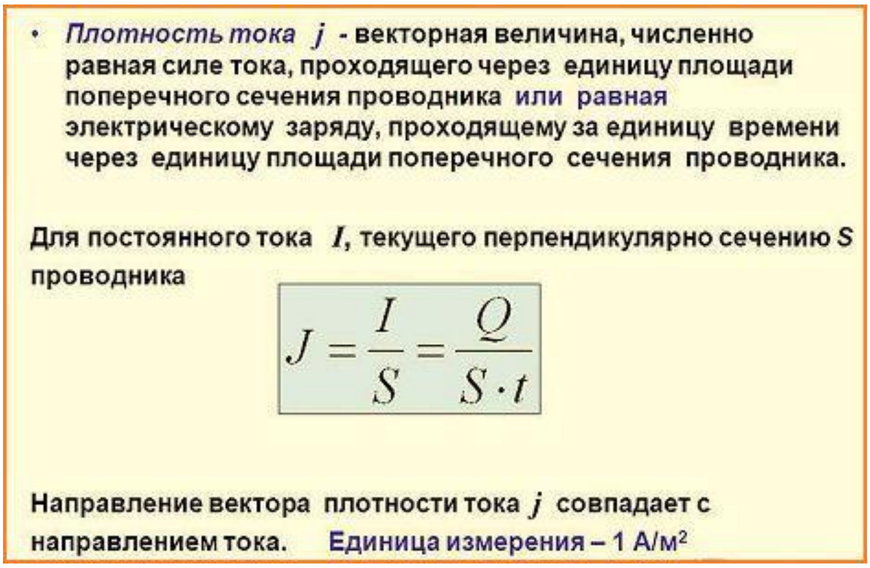
Связанные заряды — электрические заряды частиц, входящих в состав атомов и молекул диэлектрика

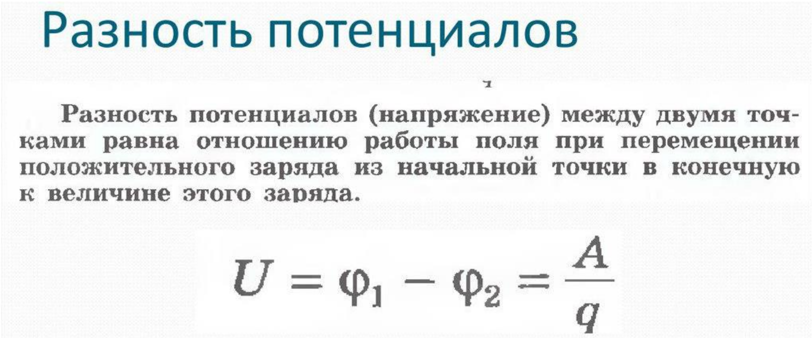
Диэлектрическая проницаемость вещества – это физическая величина, которая есть отношение модуля напряженности $\overrightarrow{E_0}$ внешнего электрического поля, создаваемого в вакууме, к модулю напряженности $\overrightarrow{E}$ полного поля в однородном диэлектрике.

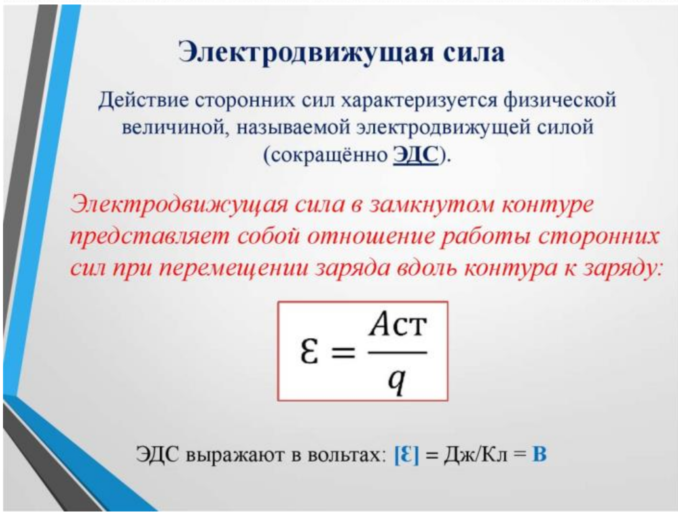
$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}.$$

20. Сила тока. Плотность тока. Разность потенциалов. ЭДС. Напряжение.









21. Закон Ома: для однородного участка цепи, для неоднородного участка цепи, для полной цепи, в дифференциальной форме.

Закон Ома для однородного участка цепи: сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника.

$$I = \frac{U}{R}$$

Закон Ома для неоднородного участка цепи

Произведение силы тока I на сопротивление участка цепи R равно сумме разности потенциалов на этом участке и э.д.с. всех источников тока, включенных на данном участке цепи.

$$I \cdot R = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}$$

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R}$$

***R* - полное сопротивление участка цепи**

Закон Ома Для полной цепи (r – внутреннее сопротивление источника тока, R – сопротивление нагрузки):

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$

Исходя из закона Ома (7.6.1), имеем:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{E\mathrm{d}l}{\rho\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}S}} = \frac{E\mathrm{d}S}{\rho}$$

А мы знаем, что $j = \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}S} = \frac{1}{\rho}E$ или $\vec{j} = \frac{1}{\rho}\vec{E}$. Отсюда можно записать

$$\vec{j} = \sigma\vec{E},$$

это запись ***закона Ома в дифференциальной форме***.

Здесь $\sigma = 1/\rho$ – *удельная электропроводность*.

22. Закон Джоуля-Ленца в интегральной и дифференциальной формах.

Закон Джоуля – Ленца

$$\mathrm{d}Q = IU\mathrm{d}t = I^2R\mathrm{d}t = \frac{U^2}{R}\mathrm{d}t.$$

Закон Джоуля – Ленца в дифференциальной форме

$$w = jE = \gamma E^2.$$

w — удельная тепловая мощность тока. j – плотность электрического тока γ – проводимость среды

23. Магнитное поле. Вектор магнитной индукции и вектор напряженности магнитного поля. Закон Ампера. Принцип суперпозиции магнитных полей.

Магнитное поле — поле, действующее на движущиеся электрические заряды и на тела, обладающие магнитным моментом, независимо от состояния их движения

Магнитная индукция — векторная физическая величина, являющаяся силовой характеристикой магнитного поля, а именно характеристикой его действия на движущиеся заряженные частицы и на обладающие магнитным моментом тела. Направление B это направление от южного полюса к северному полюсу магнитной стрелки.

Напряжённость магнитного поля — векторная физическая величина, равная разности вектора магнитной индукции B и вектора намагниченности M.

24. Закон Био-Савара-Лапласа и его применение для расчета магнитного поля прямолинейного проводника с током, кругового тока.

Закон Био-Савара-Лапласа для проводника с током I, элемент которого dl создает в некоторой точке A индукцию поля dB, записывается в виде

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I[dl, r]}{r^3}$$

где $\mu_0 -$ магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость, dl — вектор, по модулю равный длине dl элемента проводника и совпадающий по направлению с током, r — радиус-вектор, проведенный из элемента dl проводника в точку A поля. Направление dB перпендикулярно dl и r, т. е. перпендикулярно плоскости, в которой они лежат, и совпадает с касательной к линии магнитной индукции.

Магнитное поле прямого тока — тока, текущего по тонкому прямому проводу бесконечной длины.

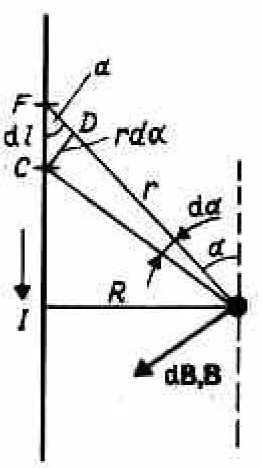


Рис. 165

Магнитная индукция прямого тока

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I}{R}$$

<u>Круговой ток.</u>

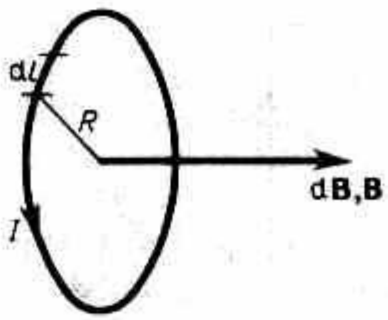


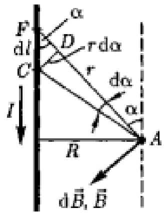
Рис. 166

Магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

$$B = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}$$

Гердележов Даниил

Рис. 167



1. Магнитное поле прямого тока — тока, текущего по тонкому прямому проводу бесконечной длины (рис. 167). В произвольной точке *А*, удаленной от оси проводника на расстояние *R*, векторы *dB* от всех элементов тока имеют одинаковое направление, перпендикулярное плоскости чертежа («к нам»). Поэтому сложение векторов dB можно заменить сложением их модулей.

В качестве постоянной интегрирования выберем угол а (угол между векторами d/ и $\vec{r}$), выразив через него все остальные величины. Из рис. 167 следует, проводника

$$r = \frac{R}{\sin\alpha}, \quad dl = \frac{r\,d\alpha}{\sin\alpha}$$

(радиус дуги *CD* вследствие малости d/ равен r, поэтому угол *FDC* можно считать прямым). Подставив эти выражения в (110.2), получим, что магнитная индукция, создаваемая одним элементом проводника, равна

$$dB = \frac{\mu_0\mu I}{4\pi R}\sin\alpha\,d\alpha. \qquad (110.4)$$

Так как угол **а** для всех элементов прямого тока изменяется в пределах от **О** до π, то, согласно (110.3) и (110.4),

$$B = \int dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{I}{R}\int_0^\pi \sin\alpha\,d\alpha = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I}{R}.$$

Следовательно, магнитная индукция поля прямого тока

$$B = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I}{R}. \qquad (110.5)$$

2. Магнитное поле в центре кругового проводника с током (рис. 168). Как следует из рисунка, все элементы кругового проводника с током создают в центре магнитные поля одинакового направления — вдоль нормали от витка. Поэтому сложение векторов *dB* можно заменить сложением их модулей. Так как все элементы проводника перпендикулярны радиусу-вектору (sin a = 1) и расстояние всех элементов проводника до центра кругового тока одинаково и равно *R*, то, согласно (110.2),

$$dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{I}{R^2}dl.$$

Тогда

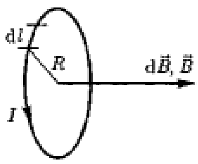
$$B = \int dB = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{I}{R^2}\int dl =$$

$$= \frac{\mu_0\mu I}{4\pi R^2}2\pi R = \mu_0\mu\frac{I}{2R}.$$

Следовательно, магнитная индукция поля в центре кругового проводника с током

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

Рис. 168



25. Взаимодействие 2-х параллельных проводников. Единица силы тока «Ампер». Сила Лоренца.

Проводник с током I_1 создает кольцевое магнитное поле, величина которого в месте нахождения второго проводника равна

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}. \qquad (6.23)$$

Это поле направлено «от нас» ортогонально плоскости рисунка. Элемент второго проводника Δl испытывает со стороны этого поля действие силы Ампера

$$F_{21} = B_1 I_2 \Delta l. \qquad (6.24)$$

Подставляя (6.23) в (6.24), получим

$$F_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}\Delta l. \qquad (6.25)$$

При параллельных токах сила F_{21} направлена к первому проводнику (притяжение), при антипараллельных — в обратную сторону (отталкивание).

Аналогично на элемент Δl проводника 1 действует магнитное поле, создаваемое проводником с током I_2 в точке пространства с элементом Δl с силой F_{12}. Рассуждая таким же образом, находим, что $F_{12} = -F_{21}$, то есть в этом случае выполняется третий закон Ньютона.

Итак, сила взаимодействия двух прямолинейных бесконечно длинных параллельных проводников, рассчитанная на элемент длины Δl проводника, пропорциональна произведению сил токов I_1 и I_2 протекающих в этих проводниках, и обратно пропорциональна расстоянию между ними. В электростатике по аналогичному закону взаимодействуют две длинные заряженные нити.

На основании формулы (6.25) устанавливается единица силы тока — ***ампер***, являющаяся одной из основных единиц в СИ.

> ***Ампер*** — это сила неизменяюшегося тока, который, протекая по двум длинным параллельным проводникам, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м, вызывает между ними силу взаимодействия 2×10^{-7} Н на каждый метр длины провода.

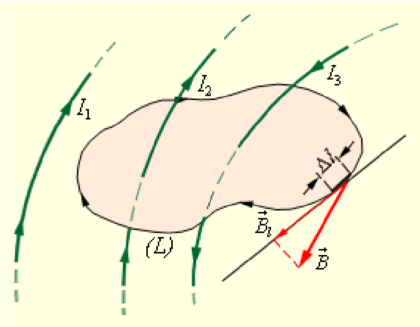
Сила Лоренца — сила, с которой электромагнитное поле, согласно классической электродинамике, действует на точечную заряженную частицу.

$$F_л = |q|Bv \cdot \sin(\alpha)$$

F_L – модуль силы Лоренца
$|q|$ – модуль заряда частицы
υ – скорость частицы
B – магнитная индукция поля
α – угол между вектором магнитной индукции и вектором скорости заряженной частицы

26. Циркуляция вектора магнитной индукции. Закон полного тока в вакууме.

Объясним, что означает циркуляция вектора $\vec{B}$. Допустим, в пространстве с магнитным полем существует какой-то условный замкнутый контур, а также положительное направление его обхода. Тогда, на каждом отдельном маленьком участке Δl данного контура определяется касательная составляющая B_l вектора $\vec{B}$ в этом месте, то есть определяется проекция вектора $\vec{B}$ на направление касательной к заданному участку контура.



Циркуляция вектора $\vec{B}$ – это сумма произведений$B_l \Delta l$, взятая по целому контуру L:

$$\vec{B} = \sum_{(L)} B_l \Delta l$$

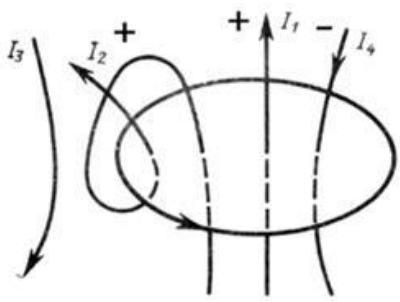
Согласно теореме о циркуляции, циркуляция вектора $\vec{B}$ магнитного поля постоянных токов по любому из контуров L все время определяется, как произведение магнитной постоянной μ_0 на сумму всех токов:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum I_i$$

Закон полного тока в вакууме.

Согласно теореме о циркуляции, циркуляция вектора $\vec{B}$ магнитного поля постоянных токов по любому из контуров L все время определяется, как произведение магнитной постоянной μ_0 на сумму всех токов:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum I_i$$



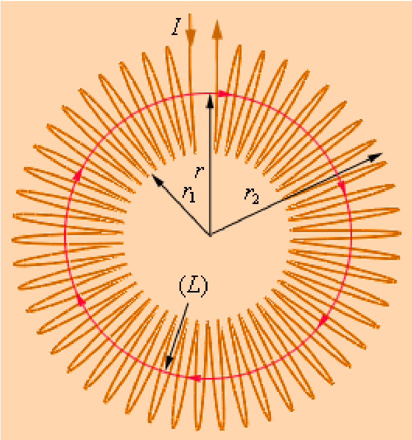
Каждый ток учитывается столько раз, сколько раз он охватывается контуром. Положительным считается ток, направление которого связано с направлением обхода по контуру правилом правого винта; ток противоположного направления считается отрицательным.

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = I_1 + 2I_2 - 0I_3 - I_4$$

27. Магнитное поле соленоида и тороида.

Магнитное поле тороида.

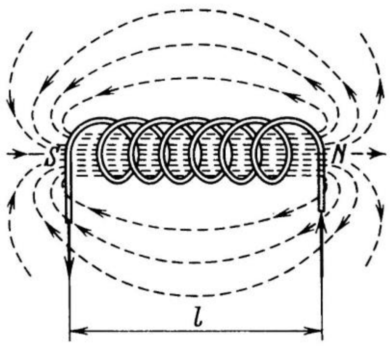
Тороидом называется последовательность круговых токов, центры которых расположены на окружности.



Магнитное напряжение вдоль окружности равно $Bl = B \cdot 2\pi r$. Эта окружность охватывает все витки тороида. Если полное число витков обозначить как N, а силу тока в витках как I, то окружность охватывает полный ток NI , поэтому $B \cdot 2\pi r = \mu_0 NI$, откуда $B = \mu_0 \frac{NI}{2\pi r}$

Магнитное поле соленоида.

Соленоидом называется последовательность круговых токов, центры которых расположены на прямой.



Индукцию магнитного поля в соленоиде можно получить из формулы для тороида, если радиус тороида увеличить неограниченно.

Индукция магнитного поля в соленоиде найдем из формулы для тороида.

Примем длину соленоида как l. Тогда формула будет выглядеть так: $B = \mu_0 \frac{NI}{l}$.

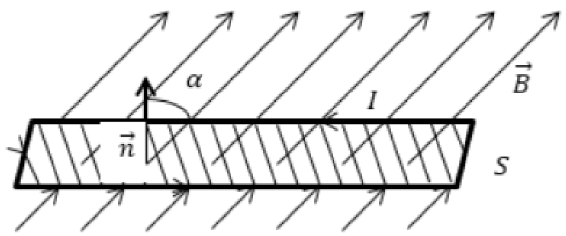
28. Поток вектора магнитной индукции. Теорема Гаусса для магнитного поля.

Поток вектора магнитной индукции.

Магнитный поток (Ф) через площадку S (поток вектора магнитной индукции) – это скалярная величина:

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

α – угол между нормалью и вектором $\vec{B}$.



Ф равняется количеству линий магнитной индукции, пересекающих площадку S.

В случае неоднородности магнитного поля S не будет плоской, а плоскость может быть разбита на элементарные площадки dS, рассматриваемые в качестве плоских, поле которых также считается однородным.

$$d\Phi = BdS\cos\alpha = \vec{B}d\vec{S}$$

Нахождение полного потока через поверхность S:

$$\Phi = \int_S BdS\cos\alpha$$

Основной единицей измерения магнитного потока в системе СИ считаются веберы (Вб).

Теорема Гаусса для магнитного поля

Значение суммарного магнитного потока через замкнутую поверхность S равняется нулю:

$$\oint \vec{B}d\vec{S} = 0$$

Это следует из того, что количество входящих линий в замкнутую поверхность равно количеству выходящих.

29. Работа по перемещению проводника и контура с током в магнитном поле.

Работа по перемещению проводника в магнитном поле.

Если проводник не закреплен (например, одна из сторон контура сделана в виде подвижной перемычки), то под действием силы Ампера он в магнитном поле будет перемещаться. Значит, магнитное поле совершает работу по перемещению проводника с током.

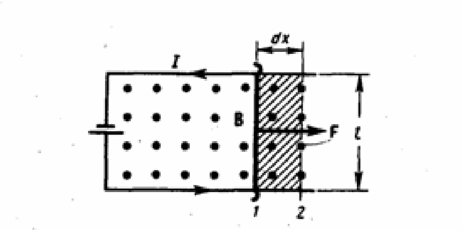


Рис. 1

Для вычисления этой работы рассмотрим проводник длиной l с током I (он может свободно двигаться), который помещен в однородное внешнее магнитное поле, которое перпендикулярно плоскости контура. Сила, направление которой определяется по правилу левой руки, а значение — по закону Ампера, рассчитывается по формуле:

$$F = IBl$$

Под действием данной силы проводник передвинется параллельно самому себе на отрезок dx из положения 1 в положение 2. Работа, которая совершается магнитным полем, равна:

$$dA = Fdx = IBldx = IBdS = Id\Phi$$

т. е. работа по перемещению проводника с током в магнитном поле равна произведению силы тока на магнитный поток, пересеченный движущимся проводником.

Работа по перемещению контура с током в магнитном поле.

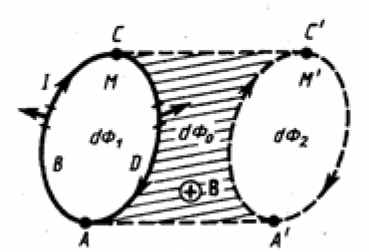


Рис. 2

Чтобы найти работу A сил Ампера при полном перемещении контура с током от начального положения $d\Phi_1$ до конечного $d\Phi_2$, достаточно проинтегрировать выражение для элементарной работы:

$$A = \int_1^2 Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi$$

30. Опыты Фарадея. Закон Фарадея. Правило Ленца. ЭДС индукции в неподвижных проводниках.

Опыты Фарадея.

Замыкание гальванометра на соленоиде. В соленоид опускается постоянный магнит, перемещая который, фиксируются отклонения стрелки гальванометра. Это говорит о наличии индукционного тока. Если увеличить скорость перемещения магнита относительно катушки, тогда стрелка гальванометра отклонится еще сильнее. Это говорит о том, что произошла замена полей. Магнит может быть неподвижным или передвижение соленоида происходит относительно магнита.

Две катушки. Производится установка одной в другую. Концы одной из них подключаются с гальванометром. Другая катушка подвергается прохождению тока. При его подаче и отключении стрелка гальванометра изменяет свое положение. Стрелка гальванометра изменяет своё положение, если катушка перемещается. Стрелка гальванометра изменяет своё положение, если увеличивается или уменьшается подача тока.

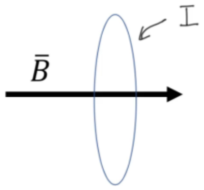
Закон Фарадея.

ЭДС, возникающая в контуре, пропорциональна скорости изменения магнитного потока Ф через контур, взятая со знаком минус.

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$$

Правило Ленца.

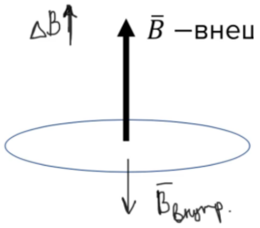
Индукционный ток – ток, возникающий в замкнутом контуре, при изменении внешнего потока индукции, проходящего через него.



Индукционный ток порождает ***собственный магнитный поток.***

Правило Ленца:

Индукционный ток всегда имеет такое направление, что собственный магнитный поток препятствует ***изменению внешнего*** магнитного потока.



ЭДС индукции в неподвижных проводниках.

На неподвижные заряды может оказывать действие только электрическое поле. Но индукционный ток появляется в результате действия переменного магнитного поля. Это заставляет предположить, что *электроны в неподвижном проводнике приводятся в движение электрическим полем, которое порождается* ***переменным магнитным полем.***

31. Индуктивность соленоида.

Индуктивность соленоида.

Плотность магнитного потока B внутри катушки:

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I$$

где μ_0 – магнитная постоянная, N – число витков, I – ток и l – длина катушки. Магнитный поток, охватывающий все витки соленоида равен плотности магнитного потока B, умноженного на площадь поперечного сечения S и число витков N:

$$\Phi = \mu_0 \frac{N^2}{l} SI$$

Индуктивность соленоида будем определять по формуле:

$$L = \frac{\Phi}{I}$$

Отсюда следует, что индуктивность соленоида равна $L = \mu_0 \frac{N^2}{l} S$

32. Энергия, плотность энергии магнитного поля.

Энергия, плотность энергии магнитного поля.

Энергия магнитного поля равна работе, которая затрачивается током на создание этого поля.

Рассмотрим контур индуктивностью L, по которому течет ток I. С данным контуром сцеплен магнитный поток $\Phi = LI$, причем при изменении тока на dI магнитный поток изменяется на $d\Phi = LdI$. Однако для изменения магнитного потока на величину $d\Phi$ необходимо совершить работу $d\mathrm{A} = Id\Phi = LIdI$. Тогда работа по созданию магнитного потока Φ будет равна

$$A = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2}$$

Следовательно, ***энергия*** магнитного поля, связанного с контуром: $W = \frac{LI^2}{2}$

Рассмотрим частный случай — однородное магнитное поле внутри длинного соленоида.

Подставим в формулу энергии формулу индуктивности соленоида $L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S$ и, получим $W = \frac{1}{2} \mu_0 \mu \frac{N^2 I^2}{l} S$

Так как $I = \frac{Bl}{\mu_0 \mu N}$ *и* $\mathrm{B} = \mu_0 \mu H$, то

$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V = \frac{BH}{2} V$, где $Sl = V$ — объем соленоида

Магнитное поле соленоида однородно и сосредоточено внутри него, поэтому энергия заключена в объеме соленоида и распределена в нем с постоянной ***объемной плотностью***

$$w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} = \frac{BH}{2}$$

33. Намагниченность. Магнитное поле в веществе.

Намагниченность.

Намагничение магнетика характеризуют магнитным моментом единицы объёма, эту величину называют ***намагниченностью J***.

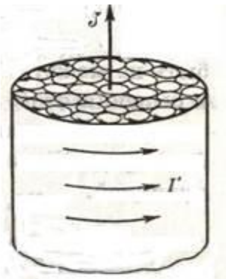
$$\vec{J} = \frac{\overrightarrow{P_m}}{V}$$

Где $\overrightarrow{P_m}$ – сумма магнитных моментов молекул

Если магнитные моменты атомов ориентированы беспорядочно, то суммарный вектор намагничивания $J = 0$.

Магнитное поле в веществе.

Магнитное поле, созданное в какой-либо среде, отличается от магнитного поля в вакууме. Это объясняется намагничиванием среды в магнитном поле. Результирующее магнитное поле в среде является суммой внешнего магнитного поля, созданного проводниками с током и поля, возникшего вследствие намагничивания среды. Вещества, способные намагничиваться называются ***магнетиками.***




Основной величиной, характеризующей магнитное поле в магнетике, является вектор магнитной индукции $\vec{B}$. Индукция магнитного поля в магнетике складывается из индукции внешнего магнитного поля $\vec{B}_0 = \mu_0 H$, создаваемого токами проводимости, и индукции поля $\vec{B}'$, создаваемого молекулярными токами:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

$$J = \chi \cdot H$$

Намагниченность магнетика пропорциональна напряжённости поля.

χ – магнитная восприимчивость

$\mu = 1 + \chi$ – магнитная проницаемость

Ток, текущий по боковой поверхности цилиндра подобен току в соленоиде, и создает внутри него поле с магнитной индукцией $\vec{B}' = \mu_0 \cdot J$

$$\vec{B} = \mu_0 H + \mu_0 J = \mu_0 (H + J) = \mu_0 (1 + \chi) H$$

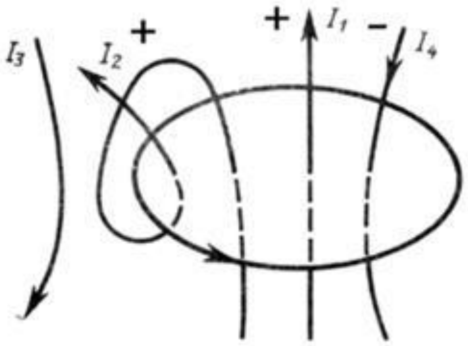
Так как $1 + \chi = \mu \;\; => \;\; \vec{B} = \mu_0 \mu H$

34. Закон полного тока для магнитного поля в веществе. Теорема о циркуляции вектора H.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе.

Согласно теореме о циркуляции, циркуляция вектора $\vec{B}$ магнитного поля постоянных токов по любому из контуров L все время определяется, как произведение магнитной постоянной μ_0 на сумму всех токов:

$$\sum\nolimits_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum I_i$$



Каждый ток учитывается столько раз, сколько раз он охватывается контуром. Положительным считается ток, направление которого связано с направлением обхода по контуру правилом правого винта; ток противоположного направления считается отрицательным.

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = I_1 + 2I_2 - 0I_3 - I_4$$

Выражение справедливо для токов в вакууме. Для токов в веществе следует учитывать так же и молекулярные токи (микротоки)

$$\sum\nolimits_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum (I_{i\ \text{микро}} + I_{i\ \text{макро}})$$

Теорема о циркуляции вектора $\vec{H}$.

Циркуляция вектора напряженности $\vec{H}$ магнитного поля равна алгебраической сумме сил токов проводимости, охватываемых этим контуром

$$\sum\nolimits_{(L)} B_l \Delta l = I$$

35. Типы магнетиков: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики.

Магнетик – вещество, которое под действием магнитного поля приобретает магнитный момент, т. е. намагничивается.

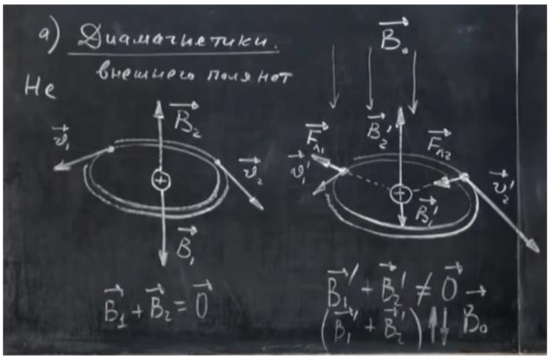
Диамагнетики

Диамагнетики являются слабомагнитными веществами: они не магнитятся, если на них не действует магнитное поле.

В отсутствии магнитного поля они не намагничены. В таких веществах при их внесении во внешнее магнитное поле в молекулах и атомах изменяется движение электронов так, что образуется ориентированный круговой ток. Ток характеризуют магнитным моментом (ρ_m)

Круговой ток, в свою очередь, порождает магнитную индукцию, дополнительную по отношению к внешним полям. Вектор этой индукции направлен против внешнего поля.

Магнитная проницаемость $\mu < 1$

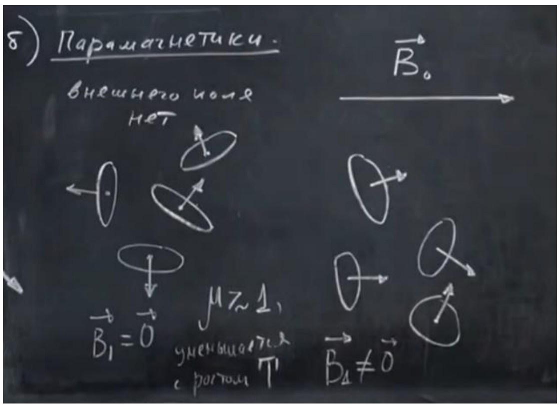


Парамагнетики

Парамагнетиками являются вещества, у которых атомы обладают своим орбитальным полем.

При отсутствии магнитного поля их ориентация магнитных полей случайно направлена. Так как они ориентированы случайно, то в сумме их магнитное поле $\vec{B} = 0$.

При внесении парамагнетика в магнитное поле, его атомы поворачиваются преимущественно в сторону, в которую направлено внешнее магнитное поле.



Этому направлению мешают высокие температуры, под действием которых атомы двигаются хаотично.

При увеличении температуры магнетизм снижается.

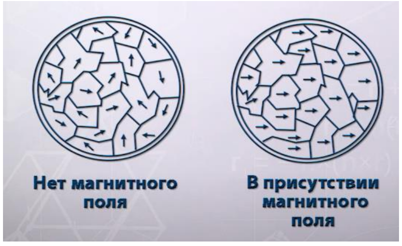
Магнитная проницаемость $\mu > 1$

Ферромагнетики

Ферромагнетики обладают доменной структурой, то есть некоторые группы атомов направлены в одну сторону, даже при отсутствии внешнего магнитного поля.

При попадании во внешнее поля, они преимущественно разворачиваются вдоль внешнего поля. Как только все они будут в одном направлении, ферромагнетик достигнет насыщения и его магнитные свойства перестанут расти. А после того, как внешнее поле исчезает, магнитные свойства сохраняются. Они обладают очень высокой магнитной проницаемостью μ.

При повышении температуры доменная структура разрушаются и ферромагнетики превращаются в парамагнетики.



36. Ток смещения. Система уравнений Максвелла для электромагнитного поля.

Ток смещения — величина, прямо пропорциональная скорости изменения электрической индукции. Это понятие используется в классической электродинамике. Введено Дж. К. Максвеллом при построении теории электромагнитного поля.

Система уравнений Максвелла для электромагнитного поля.

Полная система уравнений Максвелла в интегральном виде (интегральная форма записи уравнений облегчает их физическую интерпретацию так как делает их визуально ближе к известным эмпирическим законам):

$$\oint_L \overline{E} \cdot \overline{dl} = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS$$

$$\oint_L \overline{H} \cdot \overline{dl} = \sum_{k=1}^{n} I_k + I_{shift}$$

$$\Phi_e = \oint_S D_n dS = 4\pi q$$

$$\Phi_m = \oint_S B_n dS = 0$$

Систему уравнений Максвелла дополняют «материальными уравнениями», связывающими векторы $\overline{E,\ D,\ B,\ H}$ с величинами, описывающими электрические и магнитные свойства среды.

$$\overline{D} = \varepsilon\varepsilon_0\overline{E}$$

$$\overline{B} = \mu\mu_0\overline{H}$$

$$\overline{j} = \gamma\overline{E}$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость, μ – относительная магнитная проницаемость,

γ -удельная электропроводность, ε_0 – электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная. Среда предполагается изотропной, неферромагнитной, несегнетоэлектрической.

На границе раздела двух сред выполняются граничные условия:

$$D_{1n} - D_{2n} = \sigma,\ B_{1n} = B_{2n}$$

$$H_{1\tau} - H_{2\tau} = j_{pov},\ E_{1\tau} = E_{2\tau}$$

37. Свободные гармонические колебания. Характеристики колебаний: амплитуда, частота, период, фаза. Уравнение гармонических колебаний. Превращение энергии при гармонических колебаниях.

Свободные гармонические колебания. Характеристики колебаний: амплитуда, частота, период, фаза. Уравнение гармонических колебаний. Превращение энергии при гармонических колебаниях.

Свободные гармонические колебания.

Гармонические колебания - периодический процесс, в котором рассматриваемый параметр изменяется по гармоническому закону. Если на колебательную систему не действуют внешние переменные силы, то такие колебания называются свободными.

T – период колебаний, т.е. время одного колебания $\mathbf{T} = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$ $T = \frac{t}{N}$ $T = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}$

Характеристики колебаний:

Амплитуда:

Амплитуда a – это половина размаха колебания(максимальное отклонение от положения равновесия): $a=(y_{max} - y_{min})/2$

Частота:

Частота колебаний - количественная характеристика
периодического колебательного процесса, равная числу полных колебаний, совершаемых в единицу времени

$$\nu = \frac{n}{t} = \frac{1}{T}$$

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Период:

3) ***Период колебаний*** T – это наименьший промежуток времени, через который система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в котором она находилась в начальный момент, выбранный произвольно. Единица измерения $[T] = 1\ с$.

За период система совершает одно полное колебание.

Фаза колебаний:

$$\varphi = \omega_0 t$$

$$\varphi = \omega_0 t = 2\pi \frac{t}{T}$$

Уравнение гармонический колебаний:

$$s(t) = A\sin(\omega t + \varphi_0)$$

В дифференциальной форме:

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

Превращение энергии при гармонических колебаниях.

Превращения энергии при колебаниях пружинного маятника происходи в соответствии с законом сохранения механической энергии ($E = E_k + E_p = const$). При движении маятника вниз или вверх от положения равновесия его потенциальная энергия увеличивается, а кинетическая - уменьшается. Когда маятник проходит положение равновесия ($x = 0$), его потенциальная энергия равна нулю и кинетическая энергия маятника имеет наибольшее значение, равное его полной энергии.

38. Пружинный, математический и физический маятники.

Пружинный маятник –

груз массой m, подвешенный на абсолютно упругой пружине и совершающий гармонические колебания под действием упругой силы $F = -kx$; k – жёсткость пружины.

$$F = ma = m\ddot{x} = -kx. \quad \Rightarrow$$

$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{k}{m}}_{\omega_0^2} x = 0. \quad (10)$$

- дифференциальное уравнение гармонических колебаний.

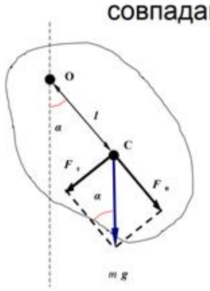
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.(11) \qquad T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.(12) \qquad E_p = \frac{kx^2}{2}$$

Математический маятник –

идеализированная система, состоящая из материальной точки массой m, подвешенной на нерастяжимой невесомой нити, и колеблющаяся под действием силы тяжести.

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Физический маятник – твёрдое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг неподвижной горизонтальной оси, проходящей через точку О, не совпадающую с центром тяжести С.



Маятник вращается под действием момента возвращающей силы

$$\vec{F}_\tau = -m\vec{g}\sin\alpha \approx -mg\vec{\alpha}. \quad (1)$$

Знак минус показывает, что вектор $\boldsymbol{F\tau}$ и α имеют противоположное направления.

Физический маятник

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}.$$

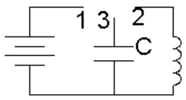
$$L = \frac{J}{ml}$$

- приведенная длина физического маятника (длина математического маятника, имеющего такой же период колебаний).

39. Идеальный электрический колебательный контур и собственные колебания в контуре.

Идеальный электрический колебательный контур и собственные колебания в контуре.

Колебательный контур называется идеальным, если он состоит из катушки и емкости и в нем нет сопротивления потерь.



в цепи LC происходит непрерывное колебание энергии между электрическим и магнитным полями, поэтому такая цепь называется колебательным контуром.

Получившиеся колебания называются *свободными* или *собственными,* поскольку они происходят без помощи постороннего источника электрической энергии, внесенной ранее в контур (в электрическое поле конденсатора). Так как емкость и индуктивность идеальны (нет сопротивления потерь) и энергия из цепи не уходит, амплитуда колебаний с течением времени не меняется и колебания будут *незатухающими.*

Эти колебания можно описать следующим дифференциальным уравнением (правило напряжений Кирхгофа):$IR – U_C = \varepsilon$.

$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0$ *дифференциальное уравнение собственных затухающих электрических колебаний*

40. Дифференциальное уравнение затухающих колебаний заряда в реальном электрическом контуре. Решение уравнения для затухающих колебаний заряда, напряжения на конденсаторе. Характеристики свободных затухающих колебаний заряда в реальном электрическом контуре. Время релаксации, коэффициент затухания, частота, логарифмический декремент затухания.

Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний заряда в контуре имеет вид:

$$\boxed{q'' + \frac{R}{L}q' + \frac{1}{LC}q = 0}$$

Напряжение на конденсаторе

Численный показатель напряжения равен электродвижущей силе. Также он определяется, как емкость, поделенная на величину заряда, исходя из формулы определения его величины. В соответствии с ещё одним правилом, напряжение равно току утечки, поделенному на изоляционное сопротивление.

Характеристики свободных затухающих колебаний заряда в реальном электрическом контуре:

Время релаксации — период времени, за который амплитудное значение возмущения в выведенной из равновесия физической системе уменьшается в е раз

Коэффициент затухания β *есть физическая величина, обратная времени, в течение которого амплитуда уменьшается в е раз.*

Пусть N число колебаний, после которых амплитуда уменьшается в e раз. Тогда

$$\tau = NT; \qquad T = \frac{\tau}{N}; \qquad \beta = \frac{1}{\tau};$$

$$\chi = \beta T = \frac{\tau}{\tau N} = \frac{1}{N}.$$

Следовательно, ***логарифмический декремент затухания*** χ *есть физическая величина, обратная числу колебаний, по истечении которых амплитуда А уменьшается в е раз.*

Если $\chi = 0{,}01$, то $N = 100$.

- Коэффициент затухания $\delta = \frac{R}{2L}$
- Частота $\omega = \sqrt{1/(LC) - R^2/(4L^2)}$
- Добротность контура $Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$

Колебания заряда совершаются по закону:

$$\boxed{q = q_m e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)}$$

При увеличении δ период затухающего колебания T растет, и при $\delta = \omega_0$ обращается в бесконечность $T = \infty$, то есть движение перестает быть периодическим.