Лекция 12. Постоянный электрический ток. Сила и плотность тока. Сторонние силы. ЭДС. Закон Ома. Правила Кирхгофа Работа и мощность тока. Закон Джоуля – Ленца

Штыгашев А.А.

Новосибирск, НГТУ

Электрический ток

Всякое направленное движение электрических зарядов называется электрическим током.

- В металлах - электроны,
- В электролитах - ионы,
- В газах — электроны и ионы.

По историческим причинам направление тока определяется направлением движения положительных зарядов, поэтому направление тока в металлах противоположно направлению движения электронов.

Токи бывают

- микроскопическими (к ним относятся, в частности, токи, связанные с движением электронов в атомах и молекулах)
- макроскопическими (статистическим средним от микроскопических токов)

Различают макроскопические:

- токи проводимости;
- токи поляризации и намагничивания;

Ток

Электрический ток характеризуется силой тока I, численно равной величине заряда Δq, протекающего через определенную поверхность за время Δt

$$I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt} \qquad (1)$$

- Переменный ток $I = I(t)$
- Постоянный (стационарный) ток.

В системе единиц СИ единицей силы тока является 1 ампер (А) = 1 Кл/с.

Плотность тока. Модели плотностей тока

Плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$ является характеристикой плотности потока заряда в данной точке пространства $\boldsymbol{r}$ в данный момент времени t.

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t) = \rho(\boldsymbol{r}, t)\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}, t) \tag{2}$$

где $\rho(\boldsymbol{r}, t)$ плотность заряженных частиц, а $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}, t)$ их скорость.

Модели плотностей тока:

- плотность тока системы точечных зарядов;
- линейная плотность тока;
- поверхностная плотность тока;
- объемная плотность тока.

Дельта-функция и ее свойства

$$\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_j)=\begin{cases}0 & \text{если } \boldsymbol{r}\neq\boldsymbol{r}_j,\\ \infty & \text{если } \boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_j.\end{cases} \tag{3}$$

$$\int_V \delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_j)dV=\begin{cases}0 & \text{если } \boldsymbol{r}_j\notin V,\\ 1 & \text{если } \boldsymbol{r}_j\in V.\end{cases} \tag{4}$$

$$\int_V f(\boldsymbol{r})\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_j)dV=f(\boldsymbol{r}_j) \tag{5}$$

Плотность заряда системы точечных зарядов

Для точечных зарядов плотность зарядов:

$$\rho(\boldsymbol{r}) = \sum_{j=1}^{N} q_j \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j) \tag{6}$$

Полный заряд, заключенный в объеме V:

$$q = \int_V \rho(\boldsymbol{r}) dV = \sum_{j=1}^{N} q_j \int_V \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j) dV = \sum_{j=1}^{N} q_j \tag{7}$$

Плотность тока системы точечных зарядов

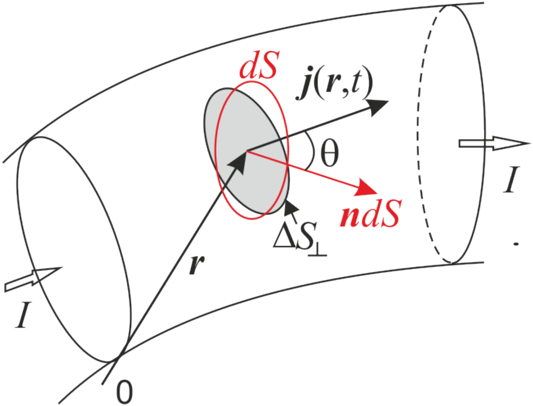
Плотность тока системы точечных зарядов:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)=\sum_{j=1}^{N}q_j\boldsymbol{v}_j(t)\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_j) \tag{8}$$

Объемный интеграл характеризует перенос заряда

$$\int_V \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)dV=\sum_{j=1}^{N}q_j\boldsymbol{v}_j(t)\int_V\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_j)dV=\sum_{j=1}^{N}q_j\boldsymbol{v}_j(t) \tag{9}$$

Величина $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)dV$ называется объемным элементом тока.



Плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$ является локальной векторной характеристикой.

Сила тока I через заданную поверхность S служит интегральной скалярной характеристикой, поскольку она равна потоку вектора $\boldsymbol{j}$ через поверхность S:

$$I = \int_S \boldsymbol{j} d\boldsymbol{S}. \qquad (10)$$

где $d\boldsymbol{S} = \boldsymbol{n} dS$;

$j_n = \boldsymbol{j}\boldsymbol{n} = j \cos\theta$

θ – угол между векторами $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{n}$, так что $dS_\perp = \cos\theta dS$.

Плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$, образованного частицами одноименного знака, в любой точке пространства пропорциональна объемной плотности заряда этих частиц $\rho(\boldsymbol{r},t)$:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t) = \rho(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r},t) \tag{11}$$

Векторная величина $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r},t) \equiv \boldsymbol{v}_d$ есть средняя скорость упорядоченного движения носителей тока в точке $\boldsymbol{r}$ и момент времени t.

Если все носители тока имеют одинаковый заряд и концентрацию n, то плотность их заряда равна

$$\rho(\boldsymbol{r}, t) \equiv en(\boldsymbol{r}, t) \tag{12}$$

Плотность тока

$$\boldsymbol{j} = en\boldsymbol{v}_d \tag{13}$$

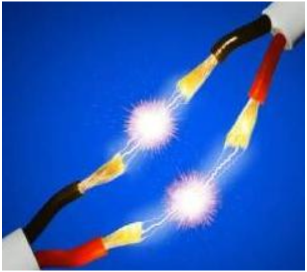
Если ток переносится частицами разных сортов a с плотностями заряда $\rho_a = q_a n_a$, то можно ввести среднюю скорость $\boldsymbol{v}_{da}$ упорядоченного движения частиц a сорта и записать полную плотность тока в виде суммы:

$$\boldsymbol{j} = \sum_a \rho_a \boldsymbol{v}_{da} = \sum_a q_a n_a \boldsymbol{v}_{da} \tag{14}$$

Из-за различия скоростей $\boldsymbol{v}_{da}$ эта величина может быть отличной от нуля и в электрически нейтральной системе, в которой полная плотность зарядов равна нулю

Объемная плотность тока представляет собой векторное поле $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$ в трехмерном проводящем пространстве.

Графически такое векторное поле можно представлять линиями тока.



Их направление указывает направление движения соответствующих положительных зарядов, а их густота демонстрирует локальную величину плотности тока $|\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)|$.

Поверхностная плотность тока

Если ток течет по поверхности, то в этом случае вводят поверхностную плотность тока

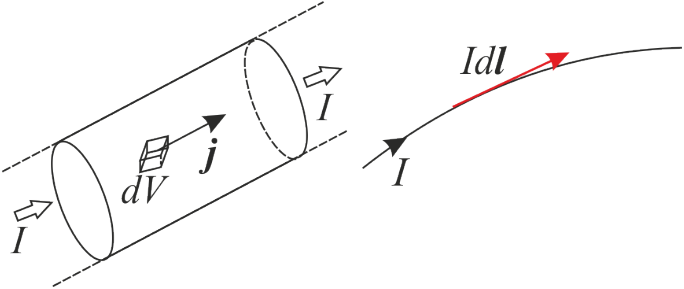
$$js = \frac{dI}{dl_{\perp}}, \tag{15}$$

где $dl_{\perp}$ – элемент длины некоторой линии на этой поверхности, перпендикулярно пересекаемой поверхностным током dI.

Линейная плотность тока

Если проводник, по которому течет электрический ток, имеет малые поперечные размеры и при этом нас не интересует распределение тока по его сечению, то такой проводник можно считать бесконечно тонким проводом.

В этом случае используют линейный элемент тока $Id\boldsymbol{l}$, где $d\boldsymbol{l}$ – векторный элемент длины контура, образованного бесконечно тонким проводом, вдоль которого течет электрический ток I.



Всякий короткий участок тонкого провода можно считать малым цилиндром с образующей $d\boldsymbol{l}$ длиной dl и основанием, являющимся поперечным сечением провода S. Объем такого цилиндра $dV = \boldsymbol{S}d\boldsymbol{l}$, текущий вдоль него ток $I = \boldsymbol{j}\boldsymbol{S}$, поэтому для него выполняется равенство $\boldsymbol{j}dV = (\boldsymbol{j}\boldsymbol{S})d\boldsymbol{l} = Id\boldsymbol{l}$.

Закон сохранения заряда

В природе выполняется закон сохранения электрического заряда

> Алгебраическая сумма электрических зарядов (полный заряд) всех частиц изолированной системы не меняется со временем при любых процессах, происходящих в этой системе.

Полный заряд в таком объеме может измениться, только если какие-то заряды в своем движении способны пересекать ограничивающую поверхность.

Выделим внутри проводника с током замкнутую поверхность S и пусть j_n есть проекция вектора плотности тока $\boldsymbol{j}$ на внешнюю нормаль $\boldsymbol{n}$ к этой поверхности, т.е. $j_n = \boldsymbol{j}\boldsymbol{n}$.
Ток, протекающий через поверхность S наружу, есть

$$\oint_S \boldsymbol{j} d\boldsymbol{S} = \oint_S j_n dS \tag{16}$$

Согласно закону сохранения электрического заряда, полный электрический заряд в объеме V, заключенном внутри замкнутой поверхности S, может измениться только за счет втекания или вытекания зарядов с током через поверхность S.

Уравнение непрерывности тока

Если $\Delta q/\Delta t$ есть изменение заряда в объеме V за время Δt

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt}, \tag{17}$$

то можно составить уравнение баланса зарядов

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_S \boldsymbol{j} d\boldsymbol{S}, \tag{18}$$

-уравнение непрерывности в интегральной форме.
Это уравнение связывает заряды внутри поверхности (т.е. в объеме) и токи через поверхность - нелокальная (интегральная) связь.

Учитываем

$$\oint_S \boldsymbol{j}\, d\boldsymbol{S} = \int_V \operatorname{div} \boldsymbol{j}\, dV$$

и

$$-\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho dV = \int_V \left(-\frac{\partial \rho}{\partial t}\right) dV$$

Уравнение непрерывности в дифференциальной форме

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \boldsymbol{j} \tag{19}$$

выражает закон сохранения электрического заряда (в точках, которые являются источниками плотности тока, происходит истечение (исток) или стекание (сток) заряда).

Постоянный электрический ток

Постоянный ток возникает при стационарном движении зарядов, когда средняя плотность зарядов $\rho(\boldsymbol{r})$ в любой точке пространства не меняется со временем:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \qquad (20)$$

Следовательно, из уравнения непрерывности следует, что в случае постоянного тока

$$\operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0. \qquad (21)$$

Это означает, что в этом случае вектор плотности тока не имеет источников, тогда линии тока (линии векторного поля $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$) нигде не начинаются и нигде не заканчиваются, т.е. линии постоянного тока замкнуты.

Первое правило Кирхгофа

Применяя формулу Гаусса–Остроградского, видим, что суммарная сила постоянного тока I, протекающего через любую замкнутую поверхность S, равна нулю:

$$I = \oint_S \boldsymbol{j} d\boldsymbol{S} = \oint_S j_n dS = 0. \quad (22)$$

Для линейных токов первое правило Кирхгофа

$$I = \sum_i I_i = 0. \tag{23}$$

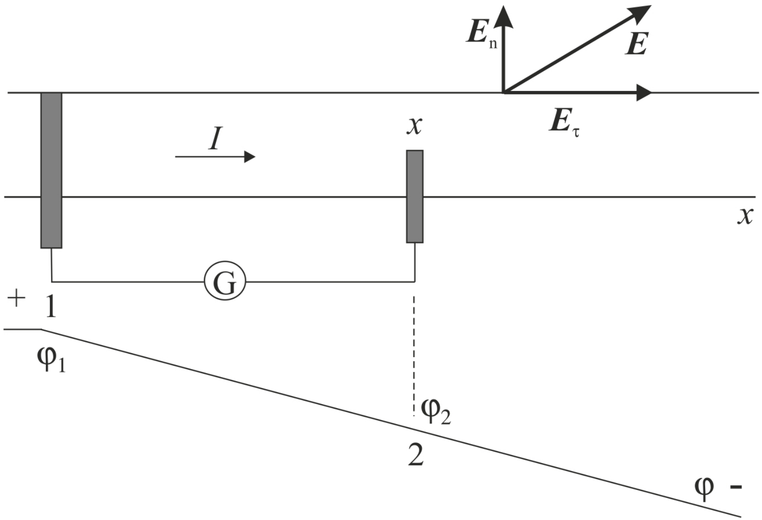
Алгебраическая сумма линейных токов I_i в узле электрической цепи равна нулю (это очевидно, если окружить узел малой замкнутой поверхностью S).

Положительным считается ток, вытекающий через поверхность S, когда угол между векторами $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{n}$ острый.

Узлом цепи называется точка цепи в которой соединяется более двух проводников с током.

Закон Ома для однородного участка цепи

Однородным участком цепи электрического тока, называют участок цепи, образованный проводником, свойства которого одинаковы во всех точках его объема и на этом участке НЕ действуют сторонние силы (отсутствуют источники тока).
Для поддержания потока заряда в нормальном проводнике, то есть, чтобы в проводнике протекал стационарный ток, необходимо создать изменение (перепад) потенциала между концами проводника. Рассмотрим участок однородного проводника с током



Считается, что ток течет от участка с большим потенциалом к участку с меньшим потенциалом $\varphi_1 > \varphi_2$, как показано на рисунке, т.е. по направлению движения положительных зарядов

В случае однородного проводника разность потенциалов между его концами можно также назвать падением напряжения или просто напряжением

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = \int_1^2 E_\tau dl \qquad (24)$$

На заряды действует тангенциальная составляющая постоянного электрического поля, равная qE_τ, она совершает работу, ускоряя и перемещая внутри проводника свободные заряды, но при этом в равновесном состоянии ток остается стационарным, следовательно, при движении на заряды действует также некая сила трения, компенсирующая ускорение зарядов электрическим полем. При этом говорят, что проводники обладают электрическим сопротивлением.

В опытах было установлено, что для большинства проводников существует однозначная зависимость между силой тока в проводнике и напряжением на его концах

$$I = f(U_{12}). \tag{25}$$

Такую зависимость называют вольт-амперной характеристикой данного проводника.

Для многих проводников эта зависимость является линейной. Такие проводники называют омическими проводниками.

Линейную связь между током и напряжением можно записать в виде

$$I = GU_{12}, \tag{26}$$

коэффициент G - называют кондактансом или полной проводимостью проводника, на практике обычно используют обратную величину

$$R = \frac{1}{G}, \tag{27}$$

называемую электрическим сопротивлением проводника, а связь

$$U_{12} = RI, \tag{28}$$

называют законом Ома в интегральной форме.
Единицей сопротивления служит 1 Ом=1В/1А, равный сопротивлению такого проводника, в котором при разности потенциалов в 1 В течет ток в 1 А, а единицей кондактанса - Симменс 1 См=1Ом$^{-1}$.

Закон Ома в дифференциальной форме

Электрическое сопротивление однородного проводника длиной l и сечением S равно

$$R = \rho \frac{l}{S}, \tag{29}$$

где ρ - удельное сопротивление и

$$\gamma = \frac{1}{\rho}\frac{l}{S}, \quad \rho = \frac{1}{\gamma}, \tag{30}$$

где γ - удельная электропроводность вещества однородного проводника

Интегральный закон Ома $I = U/R$ дает

$$jS = \frac{1}{R} El \to j = \left(\frac{l}{RS}\right) E,$$

или в векторном виде

$$\boldsymbol{j} = \gamma \boldsymbol{E} \tag{31}$$

есть закон Ома для однородного участка цепи в дифференциальной форме.

Электродвижущая сила

Если в проводнике создать электрическое поле, то перемещение носителей зарядов приведет к тому, что разность потенциалов на концах проводника быстро станет равной нулю. Поэтому, чтобы создать в проводнике стационарное электрическое поле постоянного тока и поддерживать постоянный ток, нужно от конца проводника с меньшим потенциалом непрерывно отводить заряды, а к другому концу проводника с большим потенциалом непрерывно их подводить.

Электродвижущая сила

Циркуляция вектора напряженности кулоновского электростатического поля $\boldsymbol{E}$ в замкнутом контуре равна нулю

$$\Delta\varphi = \oint_{\Gamma} \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = 0, \tag{32}$$

следовательно, не может поддерживать ток в замкнутом контуре: $\Delta\varphi = RI = 0 \to I = 0$.

Для поддержания тока в замкнутом контуре на заряды должны воздействовать какие-либо силы неэлектростатической природы, называемые сторонними силами.

Сторонние силы могут действовать на всей длине контура, заставляя заряды двигаться по этому контуру, а могут действовать только на некотором участке контура, разделяя положительные и отрицательные заряды, которые, накапливаясь на противоположных концах такого участка (называемого источником тока), создают в остальной части замкнутого контура электрическое поле, вызывающее омический ток.

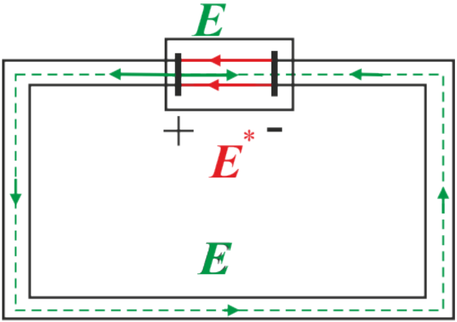
Сторонние силы

Сторонние силы обусловлены различными процессами неэлектростатического происхождения, например, химической реакцией (гальванические элементы, батареи, аккумуляторы), диффузией носителей тока, электрическими и магнитными полями, механическим трением. Сторонние силы характеризуются работой по переносу заряда.

Электродвижущей силой (эдс) ε называется величина равная работе сторонних сил вдоль линии тока над положительным зарядом к величине этого заряда

$$\varepsilon = \frac{A^*}{q}. \tag{33}$$

Понятие эдс было введено Г. Омом в 1827 году.



Сторонние силы в каждой точке пространства характеризуют величиной, имеющей размерность напряженности электрического поля и называемой напряженностью поля сторонних сил $\boldsymbol{E}^*$

$$\boldsymbol{F}^* = q\boldsymbol{E}^*.$$

Участок цепи, на котором действуют сторонние силы, называется неоднородным участком цепи.

Работа сторонних сил по переносу заряда по неоднородному участку проводника из 1 в 2 есть

$$A^* = \int_1^2 \boldsymbol{F}^* d\boldsymbol{l} = q \int_1^2 \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l} = q \int_1^2 E^* dl. \tag{34}$$

Учитывая (33), запишем определение ЭДС как

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E^* dl. \tag{35}$$

Электродвижущая сила

Для замкнутой цепи, в которой действуют сторонние силы, ЭДС определяется так:

$$\varepsilon = \oint_{\Gamma} E^* dl. \tag{36}$$

а ε - циркуляция вектора напряженности сторонних сил.

В электрической цепи, кроме сторонней силы $\boldsymbol{F}^*$ на переносимый заряд действует кулоновская сила $\boldsymbol{F}_q$, тогда полная сила, согласно принципу суперпозиции, есть сумма сил

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}^* + \boldsymbol{F}_q. \tag{37}$$

Для неоднородного участка цепи работа полной силы по переносу заряда из 1 в 2 есть

$$A_{12} = \int_1^2 (\boldsymbol{F}^* + \boldsymbol{F}_q) d\boldsymbol{l} = \int_1^2 \boldsymbol{F}^* d\boldsymbol{l} + \int_1^2 \boldsymbol{F}_q d\boldsymbol{l}. \tag{38}$$

Учитывая, что

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \boldsymbol{F}_q d\boldsymbol{l}, \quad \varepsilon_{12} = \int_1^2 \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l}. \tag{39}$$

выражение (38) перепишем в виде

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\varepsilon_{12}. \tag{40}$$

Величина равная работе, совершаемой электростатической и сторонней силами при переносе положительного заряда к величине этого заряда называется падением напряжения или просто напряжением U_{12}

$$U_{12} = \frac{A_{12}}{q}, \quad U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}. \tag{41}$$

Если участок цепи однородный, то $\varepsilon_{12} = 0$ и

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2. \tag{42}$$

Закон Ома в дифференциальной форме

$$\boldsymbol{j} = \gamma(\boldsymbol{E}_q + \boldsymbol{E}^*). \qquad (43)$$

Закон Ома в интегральной форме

Интегрируем (43) по участку 12

$$\int_1^2 \boldsymbol{j}d\boldsymbol{l} = \gamma \int_1^2 \boldsymbol{E}_q d\boldsymbol{l} + \gamma \int_1^2 \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l}. \tag{44}$$

Учитывая, что

$$\boldsymbol{j} = \frac{I}{S}\boldsymbol{e}_j, \quad l_{12} = \int_1^2 \boldsymbol{e}_j d\boldsymbol{l} \tag{45}$$

$$R_{12} = \rho\frac{l_{12}}{S}, \quad \rho = \frac{1}{\gamma}. \tag{46}$$

Тогда

$$\frac{I}{S} l_{12} = \gamma \int_1^2 \boldsymbol{E}_q d\boldsymbol{l} + \gamma \int_1^2 \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l}. \tag{47}$$

получаем закон Ома в интегральной форме для неоднородного участка цепи

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}. \tag{48}$$

Здесь полное сопротивление участка цепи R_{12} складывается из внутреннего сопротивления источника тока r и сопротивления всей остальной части цепи (внешнее сопротивление) R:

$$R_{12} = r + R. \tag{49}$$

Следствия

1. Если нет источника тока, то $\varepsilon_{12} = 0$, $r = 0$, $R_{12} = R$ и закон Ома принимает вид закона Ома для однородного участка цепи

$$U = IR, \tag{50}$$

где $U = \varphi_1 - \varphi_2$.

2. Цепь замкнута $(2 \to 1\ )$, т.е. $\varphi_1 = \varphi_2$, тогда

$$IR_{12} = \varepsilon_{12}, \tag{51}$$

или в более знакомом (школьном) виде

$$\varepsilon = I(R + r), \tag{52}$$

1. Цепь разомкнута, т.е. $I = 0$, тогда левая часть (48) равна нулю и
$$\varepsilon_{12} = \varphi_2 - \varphi_1. \tag{53}$$
Такой режим функционирования цепи называется режимом холостого хода, а ЭДС источника тока можно определить как разность потенциалов между полюсами источника тока при разомкнутой цепи.

2. Внешнее сопротивление равно нулю (источник тока соединен проводящей перемычкой). Тогда $R = 0$ и $\varphi_1 = \varphi_2$, из (48) получаем
$$I_{\max} r = \varepsilon_{12}. \tag{54}$$
Такой режим называется режимом короткого замыкания.

Разветвленные электрические цепи. Правила Кирхгофа. Первое правило Кирхгофа

Узлом или точкой ветвления цепи называется точка из которой выходит более двух проводников.

В каждой точке ветвления проводов алгебраическая сумма токов равна нулю.

$$\sum_n I_n = 0. \qquad (55)$$

- Токи, идущие к узлу, считаются положительными;
- Токи, выходящие из узла, считаются отрицательными.

Это правило есть следствие закона сохранения электрического заряда.

Второе правило Кирхгофа

Выделим из цепи произвольный замкнутый контур, состоящий из проводников и источников тока.

Алгебраическая сумма ЭДС источников тока в данном контуре равна алгебраической сумме произведений сил токов в отдельных участков контура на их сопротивление.

$$\sum_n \varepsilon_n = \sum_m I_m R_m. \tag{56}$$

Для определенности обход контура осуществляем по часовой стрелке, если направление обхода совпадает с выбранным направлением тока, то ток считается положительным, в противном случае - отрицательным.

ЭДС считается положительным, если при выбранном направлении обхода источник тока пересекается от минусового полюса (катод) к плюсовому полюсу (анод).

Работа и мощность тока

В 1841 г. Джоуль установил, что количество теплоты, выделяемое током в проводнике, пропорционально квадрату силы тока.
В 1843 г. Ленц Э.Х. установил, что нагревание проводника (количество теплоты в единицу времени) пропорционально сопротивлению проводника и квадрату силы тока.
В 1852 г. Клаузиус предположил, что движение электрических зарядов в проводнике под действием электрического поля постоянно лишь вследствие «жидкого» трения, т.е. за счет обмена кинетической энергией подвижных носителей заряда со средой, при этом энергия упорядоченного движения переходит во внутреннюю тепловую энергию движения частиц среды.

Согласно определению, работа сил электрического поля по переносу заряда

$$\Delta A_{12} = \int_1^2 \boldsymbol{F} d\boldsymbol{l} \to \Delta A_{12} = \Delta q \int_1^2 \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = \Delta q U_{12}. \qquad (57)$$

Учитывая, что $\Delta q = I\Delta t$, из (57) получаем

$$\Delta A_{12} = U_{12} I \Delta t. \qquad (58)$$

По определению, мощность P тока есть работа в единицу времени

$$P = \frac{\Delta A_{12}}{\Delta t} = U_{12} I. \tag{59}$$

Единица измерения мощности 1 Вт=1В·1А.
Вся работа сил поля выделяется в виде тепла и равна

$$\Delta Q = P\Delta t \to \Delta Q = U_{12} I \Delta t. \tag{60}$$

Закон Джоуля-Ленца

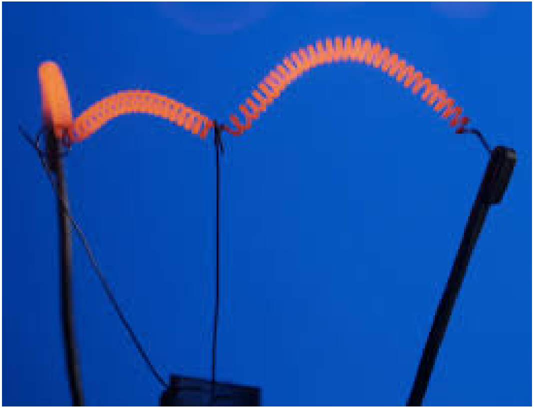
При постоянном токе и напряжении, полное количество тепла, выделяемое проводником за время t, равно

$$Q = U_{12} I t. \tag{61}$$

Учитывая закон Ома для однородного участка проводника, получаем

$$Q = R I^2 t. \tag{62}$$

Чтобы сосредоточить выделение энергии в нужном участке электрической цепи, необходимо, чтобы сопротивление участка, где должно быть максимальное тепловое действие тока, значительно превышало сопротивление всех остальных участков цепи. При последовательном соединении ток в цепи везде одинаков, а количество выделяемого тепла пропорционально сопротивлению участков цепи.



Поэтому нить накаливания электролампы, изготовленная из вольфрама имеет много большее сопротивление, чем подводящие медные или алюминиевые провода, которые при этом практически не нагреваются.

Закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме

Пусть $w = \Delta P/\Delta V$ - объемная плотность тепловой мощности тока (удельной мощностью тока), тогда закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме имеет вид

$$w = \gamma E^2. \tag{63}$$

В данной форме закон Джоуля-Ленца применим к любым проводникам при постоянных и переменных токах.

Закон Джоуля-Ленца для неоднородного участка

Для неоднородного участка цепи получаем

$$\Delta A_{12} = \Delta q \left(\int_1^2 (\boldsymbol{E}^* + \boldsymbol{E}_q) d\boldsymbol{l} \right) \tag{64}$$

Учитывая, что $\Delta q = I \Delta t$ получаем

$$P = I \left(\int_1^2 \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l} + \int_1^2 \boldsymbol{E}_q d\boldsymbol{l} \right) \tag{65}$$

Это выражение определяет теплоту, выделяющееся ежесекундно в рассматриваемом участке цепи.

Закон Джоуля-Ленца для замкнутой цепи

Для замкнутой цепи

$$P = I \oint_{\Gamma} \boldsymbol{E}^* d\boldsymbol{l} \tag{66}$$

второй интеграл равен нулю, поэтому все тепло производится исключительно сторонними силами, а кулоновское электрическое поле перераспределяет это тепло по различным участкам цепи.

ТЕСТ 12

Чему равна напряженность электрического тока в проводнике, если плотность тока в нем $j = 4 \cdot 10^5$ А/м^2, удельное сопротивление проводника $\rho = 1.25 \cdot 10^{-6}$ Ом·м?