

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ

Закон сохранения электрического заряда



Вы наверное наблюдали, что иногда волосы могут притягиваться к какому-нибудь предмету. О чем это свидетельствует? О том, что на волосах скопился электрический заряд. Так что же это такое?

Электрический заряд — это физическая величина, определяющая интенсивность электромагнитных взаимодействий, т.е. взаимодействий между заряженными частицами или телами.

Электрические заряды делятся на **положительные** и **отрицательные**. Положительным зарядом обладают стабильные элементарные частицы — протоны и позитроны, а также ионы атомов металлов. Стабильными носителями отрицательного заряда являются электрон и антипротон.

Заряды одинакового знака называются **одноименными**, а противоположного — **разноименными**.

В обычных условиях макроскопические тела являются электрически нейтральными, т.к. положительно и отрицательно заряженные частицы, образующие атомы, связаны друг с другом электрическими силами и образуют нейтральные системы. Если электрическая нейтральность тела нарушена, то оно называется **наэлектризованным**. Для электризации тела необходимо, чтобы на нем был создан избыток или недостаток электронов или ионов одного знака.

Электризация тел осуществляется различными способами:

- 1) **соприкосновением** — при тесном контакте небольшая часть электронов переходит с одного вещества, у которого связь электронов с телом относительно слаба, на другое;
- 2) **трением** — при этом увеличивается площадь соприкосновения тел, и электризация усиливается;
- 3) **через влияние** — на основе явления *электростатической индукции*, т.е. наведения электрического заряда в веществе, помещенном в постоянное электрическое поле;
- 4) **под действием света** — на основе фотоэлектрического эффекта, или фотоэффекта; под действием света из проводника могут вылетать электроны в окружающее пространство, в результате чего проводник заряжается.

Многочисленные опыты показывают, что при электризации на телах возникают электрические заряды, равные по модулю и противоположные по знаку.

Отрицательный заряд тела обусловлен избытком электронов на теле по сравнению с протонами, а положительный — недостатком электронов.

При электризации тел выполняется **закон сохранения электрического заряда: в замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов всех частиц остается неизменной.** Закон справедлив для замкнутой системы, в которую не входят извне и из которой не выходят наружу заряженные частицы:

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const},$$

где q_1, q_2 и т.д. — заряды частиц. В природе никогда и нигде не возникает электрический заряд одного знака.

Взаимодействие тел, имеющих заряды одинакового или разного знака, можно продемонстрировать на следующих опытах. Наэлектризуем эбонитовую палочку трением о мех и прикоснемся ею к металлической гильзе, подвешенной на шелковой нити. На гильзе и эбонитовой палочке распределяются заряды одного знака (отрицательные заряды). Приближая заряженную отрицательно эбонитовую палочку к заряженной гильзе, можно увидеть, что гильза будет отталкиваться от палочки (рис. 1).

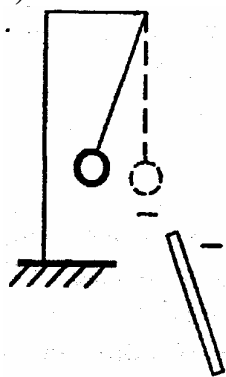


Рис. 1. Взаимодействие зарядов одного знака.

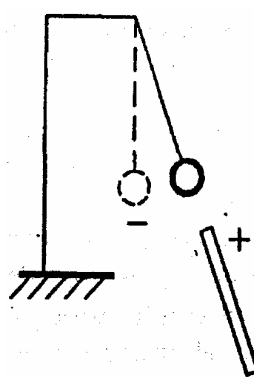


Рис. 2. Взаимодействие зарядов разного знака.

Если теперь поднести к заряженной гильзе стеклянную палочку, потертую о шелк (положительно заряженную), то гильза будет к ней притягиваться (рис. 2).

Следовательно, тела, имеющие заряды одинакового знака (одноименно заряженные), взаимно отталкиваются, а тела, имеющие заряды разного знака (разноименно заряженные), взаимно притягиваются.

В зависимости от концентрации свободных зарядов тела делятся на проводники, диэлектрики и полупроводники. **Проводники** — тела, в которых электрический заряд может перемещаться по всему его объему. Проводники делятся на две группы: 1) **проводники первого рода** (металлы) — перенесение в них зарядов (свободных электронов) не сопровождается химическими превращениями; 2) **проводники второго рода** (например, расплавленные соли, растворы кислот) — перенесение в них зарядов (положительных и отрицательных ионов) ведет к химическим изменениям. **Диэлектрики** (например, стекло, пластмассы) — тела, в которых практически отсутствуют свободные заряды. **Полупроводники** (например, германий, кремний) занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Указанное деление тел является весьма условным, однако большое различие в них концентраций свободных зарядов обуславливает огромные качественные различия в их поведении и оправдывает поэтому деление тел на проводники, диэлектрики и полупроводники.

Единица электрического заряда (производная единица, так как определяется через единицу силы тока) — **кулон (Кл)** — электрический заряд, проходящий через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А за время 1 с: $1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \times 1 \text{ с}$.

Закон Кулона

Силы электростатического взаимодействия зависят от формы, размеров наэлектризованных тел и характера распределения зарядов на этих телах. В некоторых случаях можно пренебречь формой и размерами заряженных тел и считать, что каждый заряд сосредоточен в одной точке. Электрические заряды называются **точечными**, если размеры тел, на которых они сосредоточены, намного меньше расстояний между телами.

Взаимодействие двух покоящихся точечных зарядов определяется основным законом электростатики, экспериментально установленным в 1785 году, — **законом Кулона: сила взаимодействия двух неподвижных точечных заряженных тел в вакууме прямо пропорциональна произведению модулей зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними:**

$$F = k \frac{|q_1| \times |q_2|}{r^2}, \quad (1)$$

где $|q_1|$, $|q_2|$ — модули зарядов, r — расстояния между зарядами, F — кулоновская сила, k — коэффициент пропорциональности.

Коэффициент k в СИ принято записывать в форме:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}, \quad (2)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2) = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — **электрическая постоянная**.

Если два точечных заряда помещены в диэлектрик и расстояние от этих зарядов до границ диэлектрика значительно больше расстояния между зарядами, то сила взаимодействия между ними равна:

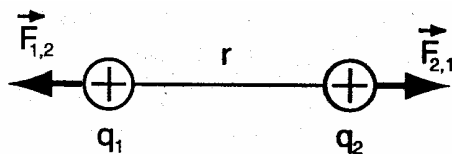
$$F = k \times \frac{1}{\epsilon} \times \frac{|q_1| \times |q_2|}{r^2}, \quad (3)$$

где ϵ — **диэлектрическая проницаемость среды**; для вакуума $\epsilon = 1$.

Диэлектрическая проницаемость среды всегда больше единицы ($\epsilon > 1$), поэтому сила, с которой взаимодействуют заряды в диэлектрике, меньше силы взаимодействия их на том же расстоянии в вакууме.

Силы взаимодействия двух заряженных неподвижных точечных тел направлены вдоль прямой, соединяющей эти тела (рис. 3).

Кулоновские силы, как и гравитационные силы, подчиняются третьему закону Ньютона: $\vec{F}_{1,2} = -\vec{F}_{2,1}$.



... Рис. 3

Кулоновская сила является центральной силой. Вектор силы $\vec{F}_{2,1}$, действующей со стороны второго заряда на первый, направлен в сторону второго заряда, если заряды разных знаков, и в противоположную, если заряды одного знака (рис. 4).

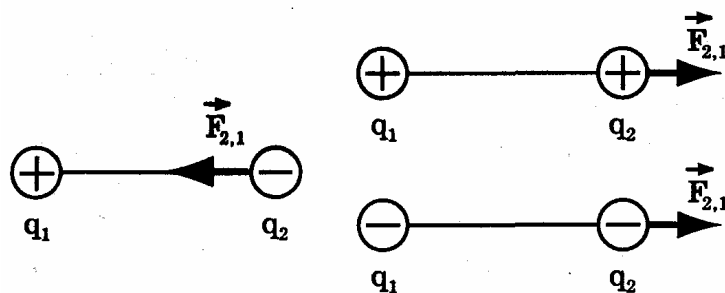


Рис. 4.

Электростатические силы отталкивания принято считать положительными, силы притяжения — отрицательными. Знаки сил взаимодействия соответствуют закону Кулона: *произведение одноименных зарядов является положительным числом, и сила отталкивания имеет положительный знак. Произведение разноименных зарядов является отрицательным числом, что соответствует знаку силы притяжения.*

В опытах Кулона измерялись силы взаимодействия заряженных шаров с помощью крутильных весов (рис. 5). На тонкой серебряной нити подвешена легкая стеклянная палочка c , на одном конце которой закреплен металлический шарик a , а на другом противовес d . Верхний конец нити закреплен на вращающейся головке прибора e , угол поворота которой можно точно отсчитывать. Внутри прибора имеется такого же размера металлический шарик b , неподвижно закрепленный на крышке весов. Все части прибора помещены в стеклянный цилиндр, на поверхности которого нанесена шкала, позволяющая определять расстояние между шариками a и b при различных их положениях.

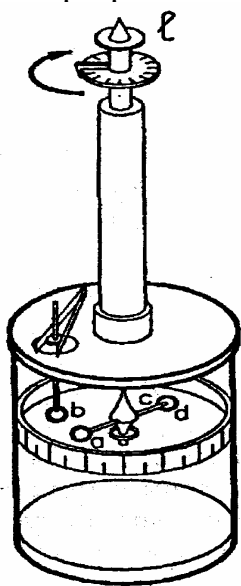


Рис. 5

При сообщении шарикам одноименных зарядов они отталкиваются друг от друга. При этом упругую нить закручивают на некоторый угол, чтобы удержать шарики на фиксированном расстоянии. По углу закручивания нити и определяют силу взаимодействия шариков в зависимости от расстояния между ними. Зависимость силы взаимодействия от величины зарядов можно установить так: сообщить каждому из шариков некоторый заряд,

установить их на определенном расстоянии и измерить угол закручивания нити. Затем надо коснуться одного из шариков таким же по величине незаряженным шариком, изменяя при этом его заряд, т.к. при соприкосновении равных по величине тел заряд распределяется между ними поровну. Для сохранения между ша-

риками прежнего расстояния необходимо изменить угол закручивания нити, а следовательно, и определить новое значение силы взаимодействия при новом заряде.

Поверхностной плотностью заряда называется величина, численно равная заряду, приходящемуся на единицу площади поверхности:

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (4)$$

где q – заряд, равномерно распределенный по поверхности тела площадью S .

Электрическое поле. Напряженность электростатического поля

Если в пространство, окружающее электрический заряд, внести другой заряд, то на него будет действовать кулоновская сила. Значит в пространстве, окружающем электрические заряды, существует силовое поле, которое названо электрическим.

Электрическое поле — особая форма материи, посредством которой осуществляется взаимодействие между электрически заряженными частицами.

Электрическое поле — одна из частей электромагнитного поля, особенностью которой является то, что это поле создается электрическими зарядами или заряженными телами, а также действует на эти объекты с некоторой силой. Электрическое поле заряда материально: оно существует независимо от нас в пространстве, обладает определенными свойствами, главное из которых — действие на другие электрические заряды независимо от того, движутся они или нет.

Согласно теории дальнего действия, все взаимодействия, в том числе и электромагнитные, распространяются с бесконечно большой скоростью, т.е. осуществляются мгновенно, непосредственно между электрическими зарядами, находящимися на расстоянии друг от друга.

Современная физика основывается на теории близкодействия, созданной работами английского физика *Майкла Фарадея* и завершенной английским физиком *Джеймсом Клерком Максвеллом*. Согласно этой теории, электромагнитные поля распространяются в пространстве с конечной скоростью, равной скорости света ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), и взаимодействуют на электрически заряженные частицы или тела, находящиеся в пространстве. Таким образом, каждый электрический заряд создает в окружающем пространстве электрическое поле, причем поле одного заряда действует на другой заряд, и наоборот.

Электрическое поле описывается определенными **силовыми (напряженность) и энергетическими (потенциал) характеристиками**.

Электрическое поле неподвижных в данной системе отсчета электрически заряженных частиц или тел называется **электростатическим**. Оно не меняется во времени и является стационарным электрическим полем.

Электростатическое поле существует в пространстве, окружающем электрические заряды (создается только электрическими зарядами), и неразрывно с ними связано. В общем случае электрическое и электромагнитное поля изменяются с течением времени и являются, поэтому переменными, или нестационарными, полями.

Напряженность электрического поля — силовая характеристика поля, физическая величина, равная отношению силы, действующей на помещенный в данную точку поля точечный электрический заряд, к этому заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{|q|}, \quad (5)$$

где \vec{E} — напряженность электрического поля, \vec{F} — сила, с которой поле действует на положительный точечный заряд, q — величина заряда.

Напряженность электрического поля численно равна силе, действующей на неподвижный единичный положительный точечный заряд, который называют также **пробным зарядом**. Считается, что пробный заряд не искажает изучаемое поле, и его собственное электрическое поле отсутствует.

Единица измерения напряженности электрического поля в СИ:

1 Н/Кл, или 1 В/м, то есть **1 Н/Кл = 1 В/м**.

Например, напряженность в данной точке электрического поля равна 6 Н/Кл. Это означает, что в данной точке поля на пробный заряд (неподвижный точечный заряд в 1 Кл) действует сила в 6 ньютонов.

Принцип суперпозиции электростатических полей. Поле диполя.

Напряженность поля — величина векторная. Направление вектора \vec{E} совпадает с направлением силы, действующей на положительный заряд, и противоположно направлению силы, действующей на отрицательный заряд. Вектор напряженности в любой точке электрического поля направлен вдоль прямой, соединяющей эту точку и заряд, причем если заряд положительный ($q > 0$), то вектор \vec{E} направлен от заряда, а если заряд отрицательный ($q < 0$), то к заряду (рис. 6).

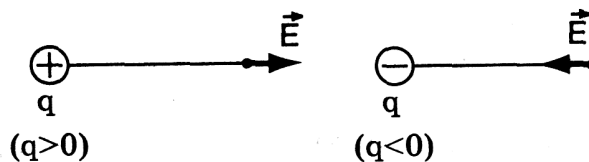


Рис. 6

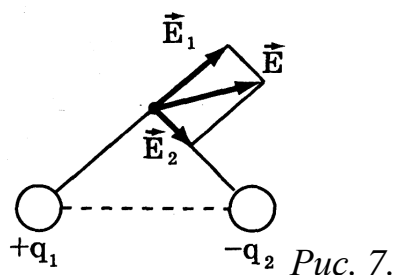
Сила, действующая на заряд, помещенный в электрическое поле с напряженностью \vec{E} , равна:

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

Если электрическое поле образовано несколькими точечными зарядами, то его вектор напряженности \vec{E} в данной точке равен векторной сумме напряженностей полей, созданных в этой точке каждым зарядом в отдельности:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i,$$

где n — число зарядов, создающих электрические поля. В этом состоит **принцип суперпозиции (наложения) электрических полей** (рис. 7).



Если электрическое поле создано электрическими зарядами в однородном диэлектрике, то при заданном расположении электрических зарядов в пространстве напряженность электростатического поля в такой среде меньше, чем в вакууме:

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

где E_0 — напряженность электрического поля, создаваемого данной системой зарядов в вакууме; ε — диэлектрическая проницаемость среды.

Линиями напряженности электрического поля (силовыми линиями) называются непрерывные воображаемые линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора напряженности в этой точке электрического поля. Метод силовых линий используют для графического изображения электростатического поля (рис. 8).

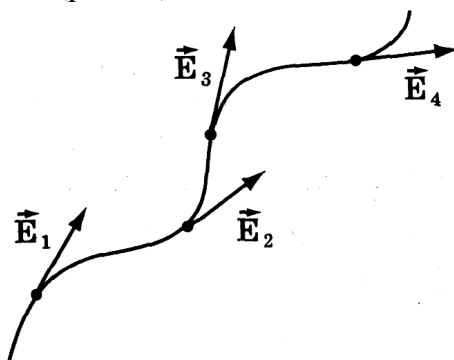


Рис. 8

Линии напряженности электрического поля начинаются на положительных электрических зарядах и заканчиваются на отрицательных электрических зарядах или уходят в бесконечность; они разомкнуты. Число линий напряженности (выходящих из заряда или входящих в него) пропорционально величине заряда, а также напряженности электрического поля. Вблизи заряженных тел, где напряженность поля больше, густота линий больше (рис. 9).

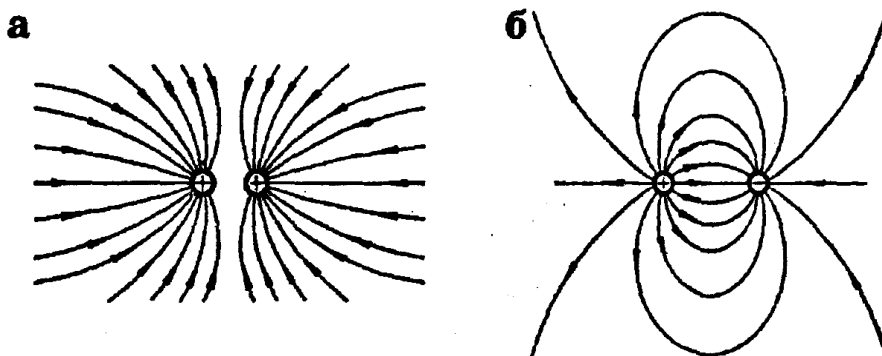


Рис. 9

Линии напряженности нигде не пересекаются и непрерывны, так как в каждой точке поля его напряженность имеет определенное направление и единственное значение.

На рис. 9 изображены электростатические поля двух одноименных (а) и разноименных (б) зарядов. Напомним, что одноименно заряженные тела отталкиваются, а разноименно заряженные — притягиваются.

Электрическое поле, напряженность которого одинакова по модулю и направлению во всех точках пространства, называется **однородным электрическим полем**. В однородном электрическом поле линии напряженности параллельны друг другу.

Если напряженность поля во всех точках пространства не одинакова по модулю и направлению, то электрическое поле называется **неоднородным**. Силовые линии в этом случае не параллельны. Например, поле точечного заряда.

Модуль напряженности электростатического поля, создаваемого точечным зарядом q_0 в некоторой точке, равен:

$$E = k \frac{|q_0|}{r^2}, \quad (6)$$

Это выражение можно получить, применяя закон Кулона (1) и (2) и определение понятия напряженности поля (5). Из этого выражения видно, что напряженность электростатического поля точечного заряда прямо пропорционально заряду q_0 , создающему это поле, и обратно пропорционально квадрату расстояния r от заряда до данной точки поля. Она не зависит от заряда q , помещенного в данную точку поля. Вектор напряженности направлен вдоль прямой, соединяющей заряд q_0 и данную точку поля (к заряду, если $q_0 < 0$, и от заряда, если $q_0 > 0$).

Принцип суперпозиции применим для расчета электростатического поля электрического диполя.

Электрическим диполем называется система двух равных по модулю разноименных точечных зарядов $(+q, -q)$, расстояние l (**плечом диполя**) между которыми значительно меньше расстояния до рассматриваемых точек поля.

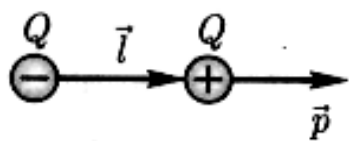


Рис. 10

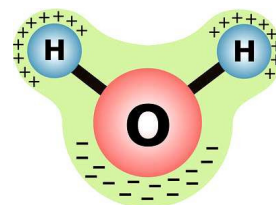


Рис. 11 Диполь молекулы воды

Произведение $\vec{p} = |q|\vec{l}$ называется **моментом диполя** (или электрическим моментом диполя), прямая линия, соединяющая заряды, - **осью диполя**.

Вычисление напряженности поля системы электрических зарядов с помощью принципа суперпозиции электростатических полей можно значительно упростить, используя **теорему Остроградского – Гаусса**, определяющую поток вектора напряженности электрического поля через произвольную замкнутую поверхность (рис. 12).

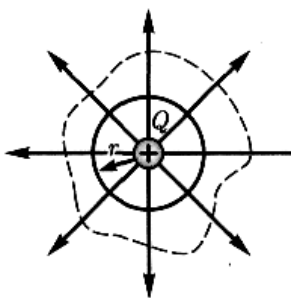


Рис. 12

Поток вектора напряженности электрического поля Φ равен

$$\hat{O}_A = \oint \vec{A} d\vec{S} = \oint E_n dS = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (7)$$

где S – площадь поверхности; $Q = q_1 + q_2 + \dots + q_n$.

Теорема звучит следующим образом: **поток напряженности, пронизывающий любую замкнутую поверхность, окружающую электрические заряды, пропорционален алгебраической сумме окруженных зарядов.**

Теорема Остроградского – Гаусса представляет значительный практический интерес: с ее помощью можно очень просто определять напряженность полей, создаваемых заряженными телами различной формы. Рассмотрим несколько примеров.

На рис. 13 показана бесконечная плоскость, заряженная с постоянной поверхностной плотностью.

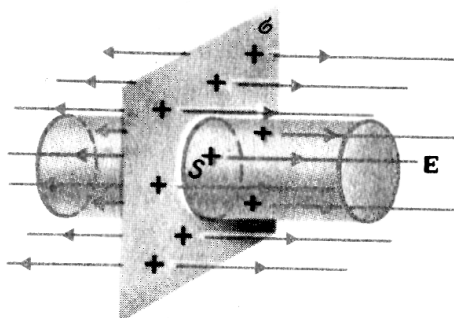


Рис. 13

Напряженность электрического поля бесконечной равномерно заряженной плоскости:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad (8)$$

где σ – поверхностная плотность электрического заряда (см. (4)).

На рис. 14 показана сферическая поверхность, радиуса R с общим зарядом q заряжена равномерно с поверхностной плотностью $+\sigma$.

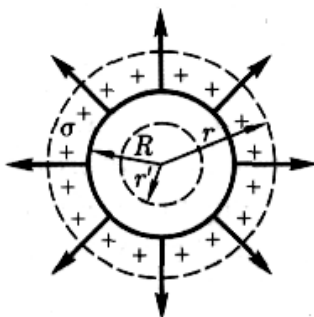


Рис. 14

Напряженность электрического поля металлической заряженной сферы радиуса R на расстоянии $r \geq R$ от центра сферы:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (9)$$

где q – заряд сферы. Внутри сферы ($r' < R$) электростатическое поле отсутствует $E = 0$.

Напряженность электрического поля равномерно заряженной длинной нити (цилиндра). Бесконечный цилиндр радиусом R заряжен равномерно с **линейной плотностью** τ ($\tau = \frac{dq}{dl}$ – заряд, приходящийся на единицу длины). Поток

вектора \vec{E} сквозь торцы цилиндра равен нулю (торцы параллельны линиям напряженности), а сквозь боковую поверхность равен $2\pi r l \cdot E$. По теореме Гаусса при $r \geq R$ $2\pi \cdot r \cdot l \cdot E = \frac{\tau \cdot l}{\epsilon_0}$, откуда

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\tau}{r} \quad (10)$$

Если $r < R$, то замкнутая поверхность зарядов внутри не содержит, поэтому в этой области $E = 0$.

Напряженность электрического поля равномерно заряженной сферы и объемно заряженного шара радиусом R с общим зарядом q заряжен равномерно с **объемной плотностью** ρ ($\rho = \frac{dq}{dV}$ – заряд, приходящийся на единицу объема).

Сфера радиусом $r' \leq R$ охватывает заряд $q' = \frac{4\pi(r')^3 \rho}{3}$. Поэтому, согласно теореме

Гаусса (7), $4\pi(r')^2 E = \frac{q'}{\epsilon_0} = \frac{4\pi(r')^3 \rho}{3\epsilon_0}$. Учитывая, что $\rho = \frac{3q}{4\pi R^3}$, получаем

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^3} r'. \quad (11)$$

Таким образом, напряженность поля вне равномерно заряженного шара описывается формулой (9), а внутри него изменяется линейно с расстоянием r' согласно выражению (11). График зависимости E от r для рассмотренного случая приведен на рис. 15.

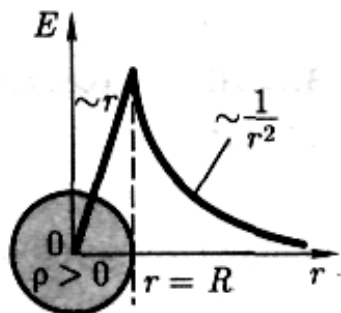


Рис. 15

Контрольные вопросы

1. Электрический заряд.
2. Закон сохранения электрического заряда.
3. Закон Кулона.
4. Напряженность электрического поля.
5. Принцип суперпозиции электростатических полей.
6. Расчет электростатического поля системы точечных зарядов на основе принципа суперпозиции.
7. Расчет электростатического поля на основе принципа суперпозиции в случае непрерывного распределения заряда.
8. Линии напряженности (силовые линии) электростатического поля.
9. Поток вектора напряженности. Густота силовых линий.
10. Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме.
11. Применение теоремы Гаусса к расчету электростатического поля равномерно заряженной плоскости.
12. Применение теоремы Гаусса к расчету электростатического поля равномерно заряженной длинной нити (цилиндра).
13. Применение теоремы Гаусса к расчету электростатических полей равномерно заряженной сферы и объемно заряженного шара.

ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Циркуляция вектора напряженности электростатического поля

Если в электростатическом поле точечного заряда q из точки 1 в точку 2 вдоль произвольной траектории (рис. 1) перемещается заряд q_0 . Выбранный элементарный отрезок dl , настолько мал, что в пределах его напряженность поля \vec{E} постоянна по величине и направлению. Тогда сила, приложенная к заряду $\vec{F} = q_0\vec{E}$.

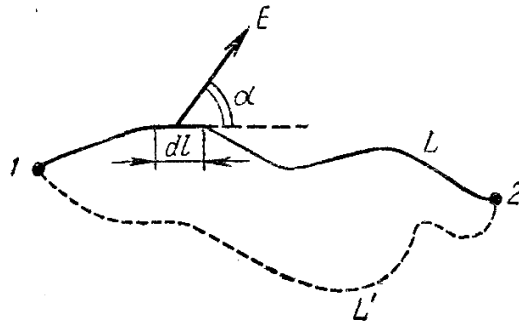


Рис. 1

Работа силы \vec{F} на элементарном перемещении dl равна

$$dA = F \cdot dl \cos \alpha. \quad (1)$$

Проинтегрировав по всему отрезку,

$$A_{12} = \int_1^2 F dl \cos \alpha$$

получаем, что работа при перемещении заряда q_0 из точки 1 в точку 2 не зависит от траектории перемещения, а определяется только положениями начальной 1 и конечной 2 точек. Следовательно, электростатическое поле точечного заряда является **потенциальным**, а электростатические силы – **консервативными**.

Из формулы (1) следует, что работа, совершаемая при перемещении электрического заряда во внешнем электростатическом поле по любому замкнутому пути L , равна нулю, т. е.

$$\oint_L dA = 0. \quad (2)$$

Если в качестве заряда, переносимого в электростатическом поле, взять единичный точечный положительный заряд, то элементарная работа сил поля на пути $d\vec{l}$ равна $\vec{E} \cdot d\vec{l} = E_l dl$, где $E_l = E \cos \alpha$ — проекция вектора \vec{E} на направление элементарного перемещения. Тогда формулу (2) можно записать в виде

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = \oint_L E_l dl = 0. \quad (3)$$

Интеграл $\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = \oint_L E_l dl$ называется **циркуляцией вектора напряженности**.

Таким образом, циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль любого замкнутого контура равна нулю. Силовое **поле**, обладающее свойством (3), называется **потенциальным**. Из обращения в нуль циркуляции вектора \vec{E} следует, что линии напряженности электростатического поля не могут быть

замкнутыми, они начинаются и кончаются на зарядах (соответственно на положительных или отрицательных) или же уходят в бесконечность.

Формула (3) справедлива только для электростатического поля. В дальнейшем будет показано, что для поля движущихся зарядов (поля, изменяющегося со временем) условие (3) не выполняется (для него циркуляция вектора напряженности отлична от нуля).

Работа и потенциал электростатического поля

Тело, находящееся в потенциальном поле сил (а электростатическое поле является потенциальным), обладает потенциальной энергией, за счет которой силами поля совершается работа. Как известно, работа консервативных сил совершается за счет убыли потенциальной энергии. Поэтому работу сил электростатического поля можно представить как разность потенциальных энергий, которыми обладает точечный заряд q_0 в начальной и конечной точках поля заряда q :

$$A_{12} = U_1 - U_2, \quad (4)$$

Потенциальная энергия заряда q_0 в поле заряда q на расстоянии r от него, равна

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}. \quad (5)$$

Для одноименных зарядов $q_0 q > 0$ и потенциальная энергия их взаимодействия (отталкивания) положительна, для разноименных зарядов $q_0 q < 0$ и потенциальная энергия их взаимодействия (притяжения) отрицательна.

Если поле создается системой n точечных зарядов q_1, q_2, \dots, q_n , то работа электростатических сил, совершаемая над зарядом q_0 , равна алгебраической сумме работ сил, обусловленных каждым из зарядов в отдельности. Поэтому потенциальная энергия U заряда q_0 , находящегося в этом поле, равна сумме его потенциальных энергий U_i , создаваемых каждым из зарядов в отдельности:

$$U = \sum_{i=1}^n U_i = q_0 \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i}. \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) вытекает, что отношение U/q_0 не зависит от q_0 и является поэтому *энергетической характеристикой электростатического поля*, называемой **потенциалом**:

$$\varphi = U / q_0. \quad (7)$$

Потенциал φ в какой-либо точке электростатического поля есть физическая величина, определяемая потенциальной энергией единичного положительного заряда, помещенного в эту точку.

Из формул (7) и (5) следует, что потенциал поля, создаваемого точечным зарядом q , равен

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (8)$$

Соответственно работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда q_0 из точки 1 в точку 2 (см. (4), (7), (8)), может быть представлена как

$$A_{12} = U_1 - U_2 = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2), \quad (9)$$

т.е. равна произведению перемещаемого заряда на разность потенциалов в начальной и конечной точках. **Разность потенциалов** двух точек 1 и 2 в электрическом поле определяется работой, совершаемой силами поля, при перемещении единичного положительного заряда из точки 1 в точку 2.

Из выражения (7) следует, что *единица* потенциала — **вольт (В)**: 1В есть потенциал такой точки поля, в которой заряд в 1 Кл обладает потенциальной энергией 1 Дж (**1 В = 1 Дж/Кл**). Учитывая размерность вольта, можно показать, что введенная в единица **напряженности электростатического поля** действительно равна 1 В/м: $1 \text{ Н/Кл} = 1 \text{ Н}\cdot\text{м}/(\text{Кл}\cdot\text{м}) = 1 \text{ Дж}/(\text{Кл}\cdot\text{м}) = 1 \text{ В/м}$.

Из формул (6) и (7) вытекает, что если поле создается несколькими зарядами, то потенциал поля системы зарядов равен **алгебраической** сумме потенциалов полей всех этих зарядов:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n, \quad (10)$$

где $\varphi_i > 0$ при $q_i > 0$; $\varphi_i < 0$ при $q_i < 0$.

Скалярный потенциал электрического поля. Эквипотенциальные поверхности

Найдем взаимосвязь между напряженностью электростатического поля — *силовой характеристикой поля*, и потенциалом — *энергетической характеристикой поля*.

Для изучения данного вопроса приведем некоторые сведения из высшей математики и рассмотрим понятие градиента. Пусть $\varphi(x, y, z)$ — некоторая скалярная функция. **Градиентом** $\text{grad}\varphi$ данной функции называется вектор, определяемый выражением вида:

$$\text{grad}\varphi = \vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - единичные векторы координатных осей x, y, z .

Градиент показывает направление быстрейшего роста функции $\varphi(x, y, z)$. При помощи операции градиент введем **скалярный потенциал** электрического поля:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (11)$$

В выражении (11) функция φ представляет собой потенциал поля \vec{E} , знак выбран таким образом, что \vec{E} направлена в сторону убывания потенциала.

Как следует из формулы (11), составляющие напряженности электрического поля выражаются через потенциал посредством следующих соотношений:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (12)$$

Потенциал определен неоднозначно, а с точностью до некоторой произвольной постоянной. Действительно, пусть $C = \text{const}$, тогда, по правилам дифференцирования, $\text{grad} \varphi = \text{grad}(\varphi + C)$. Процедура придания потенциалу определенного значения называется *нормировкой*. Зачастую для нормировки используется условие вида $\varphi(\infty) = 0$, т.е. поле на бесконечном удалении от заряда отсутствует.

Для графического изображения распределения потенциала электростатического поля пользуются *эквипотенциальными поверхностями* — поверхностями, во всех точках которых потенциал φ имеет одно и то же значение (рис. 2).

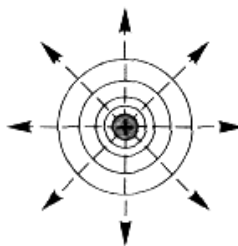


Рис. 2

Если поле создается точечным зарядом, то его потенциал, согласно (8),

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Таким образом, эквипотенциальные поверхности в данном случае — концентрические сферы (сплошные линии). С другой стороны, линии напряженности (штриховые линии) в случае точечного заряда — радиальные прямые. Следовательно, линии напряженности в случае точечного заряда *перпендикулярны* эквипотенциальным поверхностям.

Линии напряженности *всегда нормальны* к эквипотенциальным поверхностям. Действительно, все точки эквипотенциальной поверхности имеют одинаковый потенциал, поэтому работа по перемещению заряда вдоль этой поверхности равна нулю, т. е. электростатические силы, действующие на заряд, *всегда направлены по нормальям* к эквипотенциальным поверхностям. Следовательно, вектор \vec{E} *всегда нормален к эквипотенциальным поверхностям*

Связь между разностью потенциалов и напряженностью поля

Найдем взаимосвязь между напряженностью электростатического поля, являющейся его *силовой характеристикой*, и потенциалом — *энергетической характеристикой поля*.

Если две точки находятся на расстоянии d вдоль линии напряженности поля, то

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}, \quad (13)$$

где $\varphi_1 - \varphi_2$ — разность потенциалов между двумя точками.

В предыдущем материале показано, что работа по перемещению заряда в электрическом поле не зависит от формы траектории, а зависит только от коорди-

нат начальной и конечной точек. Таким образом, работу можно выразить через координаты этих точек. Делается это с помощью потенциала.

Для примера вычислим **потенциал поля, создаваемого точечным зарядом** q . Выберем в пространстве произвольную точку, удаленную от заряда q на расстояние r . Найдем потенциал данной точки относительно бесконечности. Так как работа по перемещению заряда в электрическом поле из исходной точки на бесконечность не зависит от формы траектории, будем предполагать, что заряд перемещается вдоль радиуса, или вдоль силовой линии поля. Данное допущение позволит упростить интегрирование. Потенциал определяется выражением:

$$\varphi = \int_r^{\infty} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (14)$$

Как видно из данного соотношения, при удалении от источника поля потенциал убывает обратно пропорционально расстоянию.

Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости определяется по формуле

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0},$$

где σ — поверхностная плотность заряда. Разность потенциалов между точками, лежащими на расстояниях x_1 и x_2 от плоскости, равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} dx = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} (x_2 - x_1). \quad (15)$$

Поле двух бесконечных параллельных разноименно заряженных плоскостей определяется формулой:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0},$$

где σ — поверхностная плотность заряда. Разность потенциалов между плоскостями, расстояние между которыми равно d , равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E dx = \int_0^d \frac{\sigma}{\epsilon_0} dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d. \quad (16)$$

Потенциал электрического поля равномерно заряженной сферы радиусом R на расстоянии $r \geq R$ от центра сферы (рис. 3):

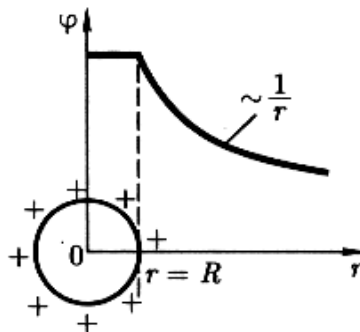


Рис. 3

Разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1 и r_2 от центра сферы ($r_1 > R$, $r_2 > R$, $r_2 > r_1$), равен

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (17)$$

Если принять $r_1 = r$ и $r_2 = \infty$, то потенциал поля вне сферической поверхности, согласно формуле (17), задается выражением

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Внутри сферы потенциал во всех точках такой же, как и на поверхности сферы ($r = R$), и равен

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}.$$

Поле объемно заряженного шара радиусом R вне шара ($r > R$) вычисляется по формуле:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

поэтому разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1 и r_2 от центра шара ($r_1 > R$, $r_2 > R$, $r_2 > r_1$), определяется формулой (17). В любой точке, лежащей *внутри* шара на расстоянии r' от его центра ($r' < R$), напряженность определяется выражением:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^3} r'.$$

Следовательно, разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1' и r_2' от центра шара ($r_1' < R$, $r_2' < R$, $r_2' > r_1'$), равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1'}^{r_2'} E dr = \frac{q}{8\pi\epsilon_0 R^3} [(r_2')^2 - (r_1')^2]. \quad (18)$$

Поле равномерно заряженного бесконечного цилиндра радиусом R , заряженного с линейной плотностью τ , вне цилиндра ($r > R$) определяется по формуле:

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\tau}{r}.$$

Следовательно, разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1 и r_2 от оси заряженного цилиндра ($r_1 > R$, $r_2 > R$, $r_2 > r_1$), равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (19)$$

Контрольные вопросы

1. Работа сил электростатического поля при перемещении заряда.
2. Теорема о циркуляции напряженности электростатического поля.
3. Потенциал электростатического поля.
4. Скалярный потенциал электрического поля.
5. Эквипотенциальные поверхности.

6. Связь между потенциалом и напряженностью.
7. Потенциал поля, создаваемого точечным зарядом.
8. Потенциал равномерно заряженной бесконечной плоскости.
9. Потенциал электрического поля равномерно заряженной сферы.
10. Потенциал поля, создаваемый объемно заряженным шаром.
11. Потенциал поля, создаваемый равномерно заряженным бесконечным цилиндром.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

Типы диэлектриков. Поляризация диэлектриков

Диэлектрик (как и всякое вещество) состоит из атомов и молекул. Так как положительный заряд всех ядер молекулы равен суммарному заряду электронов, то молекула в целом электрически нейтральна.

Если заменить положительные заряды ядер молекул суммарным зарядом $+q$, находящимся в центре «тяжести» положительных зарядов, а заряд всех электронов — суммарным отрицательным зарядом $-q$, находящимся в центре «тяжести» отрицательных зарядов, то молекулу можно рассматривать как электрический диполь с электрическим моментом, определяемым формулой

$$\vec{p} = |q|\vec{l}. \quad (1)$$

Таким образом, внесение диэлектриков во внешнее электрическое поле приводит к возникновению отличного от нуля результирующего электрического момента диэлектрика или, иными словами, к поляризации диэлектрика.

Поляризацией диэлектрика называется процесс ориентации диполей или появления под воздействием внешнего электрического поля ориентированных по полю диполей.

Диэлектрики делят на три группы и, соответственно, различают три вида поляризации:

электронная, или **деформационная**, **поляризация** диэлектрика с неполярными молекулами (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 , ...), заключающаяся в возникновении у атомов индуцированного дипольного момента за счет деформации электронных орбит;

ориентационная, или **дипольная**, **поляризация** диэлектрика с полярными молекулами (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO , ...) - вещества, молекулы которых имеют асимметричное строение, т.е. центры «тяжести» положительных и отрицательных зарядов не совпадают, заключающаяся в ориентации имеющихся дипольных моментов молекул по полю. Естественно, что тепловое движение препятствует полной ориентации молекул, но в результате совместного действия обоих факторов (электрическое поле и тепловое движение) возникает преимущественная ориентация дипольных моментов молекул по полю. Эта ориентация тем сильнее, чем больше напряженность электрического поля и ниже температура;

ионная поляризация диэлектриков с ионными кристаллическими решетками ($NaCl$, KCl , KBr , ...), заключающаяся в смещении подрешетки положительных ионов вдоль поля, а отрицательных — против поля, приводящем к возникновению дипольных моментов.

Поляризованность. Напряженность поля в диэлектрике

При помещении диэлектрика во внешнее электрическое поле он поляризуется, т. е. приобретает отличный от нуля дипольный момент $\vec{p}_V = \sum_i \vec{p}_i$ где \vec{p}_i —

дипольный момент i -молекулы. Для количественного описания поляризации диэлектрика пользуются векторной величиной — **поляризованностью**, определяемой как дипольный момент единицы объема диэлектрика:

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}_V}{V} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V} \quad (2)$$

Из опыта следует, что для большого класса диэлектриков (за исключением сегнетоэлектриков) поляризованность \vec{P} линейно зависит от напряженности поля \vec{E} . Если диэлектрик *изотропный* и \vec{E} не слишком велико, то

$$\vec{P} = \varkappa \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (3)$$

где \varkappa (каппа) — **диэлектрическая восприимчивость вещества**, характеризующая свойства диэлектрика; \varkappa — величина безразмерная, причем всегда $\varkappa > 0$ и для большинства диэлектриков (твердых и жидких) составляет несколько единиц (хотя, например, для спирта $\varkappa \approx 25$, для воды $\varkappa = 80$).

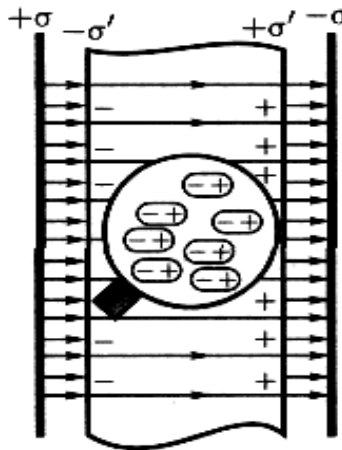


Рис. 1

Для установления количественных закономерностей поля в диэлектрике внесем в однородное внешнее электрическое поле \vec{E}_0 (создается двумя бесконечными параллельными разноименно заряженными плоскостями) пластинку из однородного диэлектрика, расположив ее так, как показано на рис.1. Под действием поля диэлектрик поляризуется, т. е. происходит смещение зарядов: положительные смещаются по полю, отрицательные — против поля. В результате этого на правой грани диэлектрика, обращенной к отрицательной плоскости, будет избыток положительного заряда с поверхностной плотностью $+\sigma'$, на левой — отрицательного заряда с поверхностной плотностью $-\sigma'$. Эти некомпенсированные **заряды**, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика, называются **связанными**.

Поверхностная плотность σ' меньше плотности σ свободных зарядов плоскостей, поэтому не все поле \vec{E} компенсируется полем зарядов диэлектрика: часть линий напряженности пройдет сквозь диэлектрик, другая же часть обрывается на связанных зарядах. Следовательно, поляризация диэлектрика вызывает уменьшение в нем поля по сравнению с первоначальным внешним полем. Вне диэлектрика $\vec{E} = \vec{E}_0$.

Таким образом, появление связанных зарядов приводит к возникновению дополнительного электрического поля \vec{E}' (поля, создаваемого *связанными зарядами*), которое направлено против внешнего поля \vec{E}_0 (поля, создаваемого *свободными зарядами*) и ослабляет его. Результирующее поле внутри диэлектрика

$$E = E_0 - E'$$

Поле $E' = \frac{\sigma'}{\epsilon}$ [поле, созданное двумя бесконечными заряженными плоскостями], поэтому

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} \quad (4)$$

Определим поверхностную плотность связанных зарядов σ' . По (2) полный дипольный момент пластинки диэлектрика $p_v = PV = PSd$, где S — площадь грани пластинки, d — ее толщина. С другой стороны, полный дипольный момент, согласно $\vec{p} = |q|\vec{l}$, равен произведению связанного заряда каждой грани $Q' = \sigma' \cdot S$ на расстояние d между ними, т.е. $p_v = \sigma'Sd$. Таким образом, $PSd = \sigma'Sd$ или

$$\sigma' = P, \quad (5)$$

т.е. поверхностная плотность σ' связанных зарядов равна поляризованности P .

Подставив в (4) выражения (5) и (3), получаем

$$E = E_0 - \alpha E$$

откуда напряженность результирующего поля внутри диэлектрика равна

$$E = \frac{E_0}{1 + \alpha} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (6)$$

Безразмерная величина

$$\epsilon = 1 + \alpha \quad (7)$$

называется *диэлектрической проницаемостью среды*. Сравнивая (6) и (7), видим, что ϵ показывает, во сколько раз поле ослабляется диэлектриком, и характеризует количественно свойство диэлектрика поляризоваться в электрическом поле.

Электрическое смещение. Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектрике

Напряженность электростатического поля, согласно (6), зависит от свойств среды: в однородной изотропной среде напряженность поля E обратно пропорциональна ϵ . Вектор напряженности \vec{E} , переходя через границу диэлектриков, претерпевает скачкообразное изменение, создавая тем самым неудобства при расчетах электростатических полей. Поэтому оказалось необходимым помимо вектора напряженности характеризовать поле еще *вектором электрического смещения*, который для электрически изотропной среды, по определению,

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (8)$$

Используя формулы (7) и (3), вектор электрического смещения можно выразить как

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (9)$$

Единица электрического смещения — кулон на метр в квадрате (Кл/м²).

Рассмотрим, с чем можно связать вектор электрического смещения. Связанные заряды появляются в диэлектрике при наличии внешнего электростатического поля, создаваемого системой свободных электрических зарядов, т. е. в диэлектрике на электростатическое поле свободных зарядов накладывается дополнительное поле связанных зарядов. *Результирующее поле* в диэлектрике описывается вектором напряженности \vec{E} , и потому он зависит от свойств диэлектрика.

Вектором \vec{D} описывается электростатическое поле, создаваемое *свободными зарядами*. Связанные заряды, возникающие в диэлектрике, могут вызвать, однако, перераспределение свободных зарядов, создающих поле. Поэтому вектор \vec{D} характеризует электростатическое поле, создаваемое *свободными зарядами* (т. е. в вакууме), но при таком их распределении в пространстве, какое имеется при *наличии диэлектрика*.

Аналогично, как и поле \vec{E} , поле \vec{D} изображается с помощью *линий электрического смещения*, направление и густота которых определяются точно так же, как и для линий напряженности.

Линии вектора \vec{E} могут начинаться и заканчиваться на любых зарядах — свободных и связанных, в то время как линии вектора \vec{D} — только на свободных зарядах. Через области поля, где находятся связанные заряды, линии вектора \vec{D} проходят не прерываясь.

Для произвольной *замкнутой* поверхности S поток вектора \vec{D} сквозь эту поверхность

$$\hat{O}_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS$$

где D_n — проекция вектора \vec{D} на нормаль n к площадке dS .

Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектрике:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^n Q_i \quad (10)$$

т.е. поток вектора смещения электростатического поля в диэлектрике сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности *свободных* электрических зарядов. В такой форме теорема Гаусса справедлива для электростатического поля как для однородной и изотропной, так и для неоднородной и анизотропной сред.

Для вакуума $D_n = \epsilon_0 E_n$ ($\epsilon=1$), тогда поток вектора напряженности \vec{E} сквозь произвольную замкнутую поверхность равен

$$\oint_S \epsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^n Q_i$$

Так как источниками поля \vec{E} в среде являются как свободные, так и связанные заряды, то теорему Гаусса для поля \vec{E} в самом общем виде можно записать как

$$\oint_S \epsilon_0 \vec{E} dS = \oint_S \epsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^n Q_i + \sum_{i=1}^k Q_{i\bar{n}\hat{a}}$$

где $\sum_{i=1}^n Q_i$ и $\sum_{i=1}^k Q_{i\bar{n}\hat{a}}$ - соответственно алгебраические суммы свободных и связанных зарядов, охватываемых замкнутой поверхностью S .

Сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, электреты

Сегнетоэлектрики — диэлектрики, обладающие в определенном интервале температур спонтанной (самопроизвольной) поляризованностью, т. е. поляризованностью в отсутствие внешнего электрического поля. К сегнетоэлектрикам относятся сегнетова соль $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (от нее и получили свое название сегнетоэлектрики) и титанат бария BaTiO_3 .

Сегнетоэлектрики нашли научно-техническое применение (например, в качестве генератора и приемника ультразвуковых волн). Обладая большими значениями ϵ , применяются в конденсаторах.

При отсутствии внешнего электрического поля сегнетоэлектрик представляет собой как бы мозаику из *доменов* — областей с различными направлениями поляризованности.

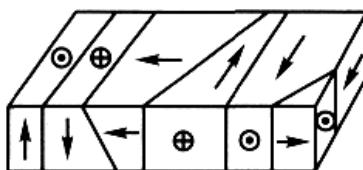


Рис. 2

Это схематически показано на рис. 2, где стрелки и знаки указывают направление вектора \vec{P} . Так как в смежных доменах эти направления различны, то в целом дипольный момент диэлектрика равен нулю. При внесении сегнетоэлектрика во внешнее поле происходит переориентация дипольных моментов доменов по полю, а возникшее при этом суммарное электрическое поле доменов будет поддерживать их некоторую ориентацию и после прекращения действия внешнего поля. Поэтому сегнетоэлектрики имеют аномально большие значения диэлектрической проницаемости (для сегнетовой соли, например, $\epsilon_{\max} \approx 10^4$).

Сегнетоэлектрические свойства сильно зависят от температуры. Для каждого сегнетоэлектрика имеется определенная температура, выше которой его необычные свойства исчезают и он становится обычным диэлектриком. Эта температура называется *точкой Кюри*.

Пьезоэлектрики — кристаллические вещества, в которых при сжатии или растяжении в определенных направлениях возникает электрическая поляризация даже в отсутствие внешнего электрического поля (**прямой пьезоэффект**).

Следствием прямого пьезоэффекта является **обратный пьезоэффект** — явление механической деформации под действием электрического поля.

У некоторых пьезоэлектриков решетка положительных ионов в состоянии термодинамического равновесия смещена относительно решетки отрицательных

ионов, в результате чего они оказываются поляризованными даже без внешнего электрического поля. Такие кристаллы называются *пироэлектриками*.

Электреты — диэлектрики, длительно сохраняющие поляризованное состояние после снятия внешнего электрического поля (электрические аналоги постоянных магнитов). Эти группы веществ находят широкое применение в технике и бытовых устройствах.

Контрольные вопросы

1. Типы диэлектриков.
2. Полярные и неполярные молекулы.
3. Поляризация диэлектриков.
4. Поляризованность.
5. Напряженность электрического поля в диэлектрике.
6. Электрическое смещение.
7. Теорема Гаусса для поля в диэлектрике.
8. Сегнетоэлектрики.
9. Пьезоэлектрики.
10. Электреты.

ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Поле внутри проводника и у его поверхности

Если поместить проводник во внешнее электростатическое поле или его зарядить, то на заряды проводника будет действовать электростатическое поле, в результате чего они начнут перемещаться. Перемещение зарядов (ток) продолжается до тех пор, пока не установится равновесное распределение зарядов, при котором электростатическое поле внутри проводника обращается в нуль. Это происходит в течение очень короткого времени. В самом деле, если бы поле не было равно нулю, то в проводнике возникло бы упорядоченное движение зарядов без затраты энергии от внешнего источника, что противоречит закону сохранения энергии. Итак, напряженность поля во всех точках внутри проводника равна нулю:

$$\vec{E} = 0$$

Отсутствие поля внутри проводника означает, что потенциал во всех точках внутри проводника постоянен ($\varphi = \text{const}$), т.е. поверхность проводника в электростатическом поле является *эквипотенциальной*. Отсюда же следует, что вектор напряженности поля на внешней поверхности проводника направлен по нормали к каждой точке его поверхности. Если бы это было не так, то под действием касательной составляющей \vec{E} заряды начали бы по поверхности проводника перемещаться, что, в свою очередь, противоречило бы равновесному распределению зарядов.

Если проводнику сообщить некоторый заряд Q , то uncompensated заряды располагаются *только на поверхности* проводника. Это следует непосредственно из теоремы Гаусса, согласно которой заряд Q , находящийся внутри проводника в некотором объеме, ограниченном произвольной замкнутой поверхностью,

$$Q = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS = 0$$

так как во всех точках внутри поверхности $D = 0$.

Найдем взаимосвязь между напряженностью E поля вблизи поверхности заряженного проводника и поверхностной плотностью σ зарядов на его поверхности. Для этого применим теорему Гаусса к бесконечно малому цилиндру с основаниями ΔS , пересекающему границу «проводник — диэлектрик». Ось цилиндра ориентирована вдоль вектора \vec{E} (рис. 1).

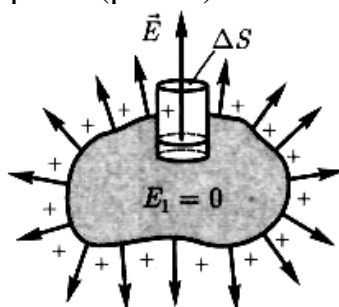


Рис. 1

Поток вектора электрического смещения через внутреннюю часть цилиндрической поверхности равен нулю, так как внутри проводника E_1 (а следовательно,

и \vec{D}_1) равен нулю, поэтому поток вектора \vec{D} сквозь замкнутую цилиндрическую поверхность определяется только потоком сквозь наружное основание цилиндра. Согласно теореме Гаусса, этот поток ($D \cdot \Delta S$) равен сумме зарядов ($Q = \sigma \cdot \Delta S$), охватываемых поверхностью: $D \cdot \Delta S = \sigma \cdot \Delta S$, т.е.

$$D = \sigma \quad \text{или} \quad E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей проводник.

Таким образом, напряженность электростатического поля у поверхности проводника определяется поверхностной плотностью зарядов. Можно показать, что соотношение (1) задает напряженность электростатического поля вблизи поверхности проводника *любой формы*.

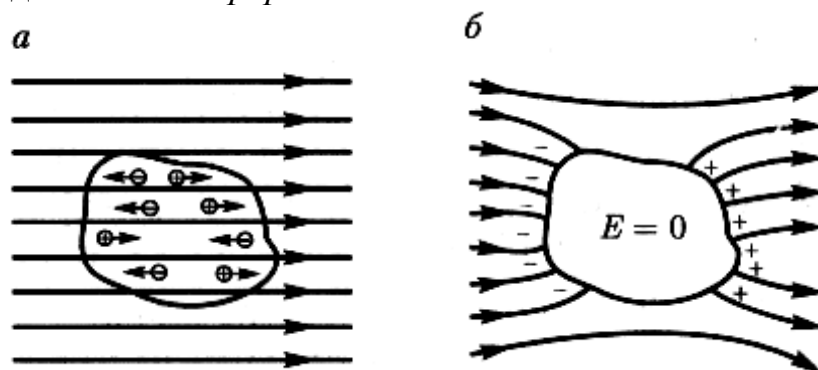


Рис. 2

Если во внешнее электростатическое поле внести нейтральный проводник, то свободные заряды (электроны, ионы) будут перемещаться: положительные — по полю, отрицательные — против поля (рис. 2, а). На одном конце проводника будет скапливаться избыток положительного заряда, на другом — избыток отрицательного. Эти *заряды* называются *индуцированными*. Процесс будет происходить до тех пор, пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю, а линии напряженности вне проводника — перпендикулярными его поверхности (рис. 2, б). Явление перераспределения поверхностных зарядов на проводнике во внешнем электростатическом поле называется *электростатической индукцией*.

Так как в состоянии равновесия внутри проводника заряды отсутствуют, то создание внутри него полости не повлияет на конфигурацию расположения зарядов и тем самым на электростатическое поле. Следовательно, внутри полости поле будет отсутствовать. Если теперь этот проводник с полостью заземлить, то потенциал во всех точках полости будет нулевым, т.е. полость полностью изолирована от влияния внешних электростатических полей. На этом основана *электростатическая защита* — экранирование тел, например измерительных приборов, от влияния внешних электростатических полей.

Свойство зарядов располагаться на внешней поверхности проводника используется для устройства *электростатических генераторов*, предназначенных для накопления больших зарядов и достижения разности потенциалов в несколько миллионов вольт. Электростатические генераторы применяются в высоковольтных ускорителях заряженных частиц, а также в слаботочной высоковольтной технике.

Электроемкость уединенного проводника

Рассмотрим *уединенный проводник*, т. е. проводник, который удален от других проводников, тел и зарядов. Его потенциал, согласно $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$, пропорционален заряду проводника.

Из опыта следует, что разные проводники, будучи одинаково заряженными, имеют различные потенциалы. Поэтому для уединенного проводника можно записать

$$q = C\varphi$$

Величину

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (2)$$

называют *электроемкостью* (или просто *емкостью*) уединенного проводника. Емкость уединенного проводника определяется зарядом, сообщением которого проводнику изменяет его потенциал на единицу.

Емкость проводника зависит от его размеров и формы, но не зависит от материала, агрегатного состояния, формы и размеров полостей внутри проводника. Это связано с тем, что избыточные заряды распределяются на внешней поверхности проводника. Емкость также не зависит от заряда проводника и его потенциала.

Единица электроемкости — фарад (Ф): 1 Ф — емкость такого уединенного проводника, потенциал которого изменяется на 1 В при сообщении ему заряда 1 Кл.

Потенциал уединенного шара радиусом R , находящегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , равен

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R}$$

Как оценить емкость в 1 Ф? Используя формулу (2), получим, что емкость шара

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (3)$$

Отсюда следует, что емкостью 1 Ф обладал бы уединенный шар, находящийся в вакууме и имеющий радиус $R = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \approx 9 \cdot 10^6$ км, что примерно в 1400 раз больше радиуса Земли (электроемкость Земли $C \approx 0,7$ мФ). Следовательно, фарад — очень большая величина, поэтому на практике используются дольные единицы — миллифарад (мФ), микрофарад (мкФ), нанофарад (нФ), пикофарад (пФ). Из формулы (3) вытекает также, что единица электрической постоянной ϵ_0 — фарад на метр (Ф/м).

Конденсаторы

Чтобы проводник обладал большой электроемкостью, он должен иметь очень большие размеры. На практике, однако, необходимы устройства, обладающие

способностью при малых размерах и небольших относительно окружающих тел потенциалах накапливать значительные по величине заряды, иными словами, обладать большой емкостью. Эти устройства получили название **конденсаторов**.

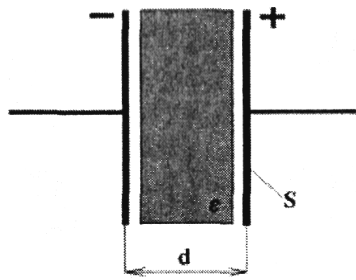


Рис. 3

Конденсатор состоит из двух проводников (*обкладок*), разделенных диэлектриком (рис. 3). На емкость конденсатора не должны оказывать влияния окружающие тела, поэтому проводникам придают такую форму, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми зарядами, было сосредоточено в узком зазоре между обкладками конденсатора. Этому условию удовлетворяют: 1) две плоские пластины; 2) два коаксиальных цилиндра; 3) две концентрические сферы. Поэтому в зависимости от формы обкладок **конденсаторы** делят на **плоские, цилиндрические и сферические**.

Так как поле сосредоточено внутри конденсатора, то линии напряженности начинаются на одной обкладке и кончаются на другой, поэтому свободные заряды, возникающие на разных обкладках, являются равными по модулю разноименными зарядами. Под **емкостью конденсатора** понимается физическая величина, равная отношению заряда q , накопленного в конденсаторе, к разности потенциалов ($\varphi_1 - \varphi_2$) между его обкладками:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (4)$$

Рассчитаем емкость плоского конденсатора, состоящего из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d друг от друга и имеющих заряды $+q$ и $-q$. Если расстояние между пластинами мало по сравнению с их линейными размерами, то краевыми эффектами можно пренебречь и поле между обкладками считать однородным. При наличии диэлектрика между обкладками разность потенциалов между ними,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (5)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость.

Тогда из формулы (4), заменяя $q = \sigma \cdot S$, с учетом (5), получим выражение для **емкости плоского конденсатора**:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot S}{d}. \quad (6)$$

Определим емкость цилиндрического конденсатора, состоящего из двух полых коаксиальных цилиндров радиусами r_1 и r_2 ($r_2 > r_1$), вставленных один в другой, считаем поле радиально-симметричным и сосредоточенным между цилиндрическими обкладками. Учтя, что для поля равномерно заряженного бесконечно-

го цилиндра с линейной плотностью $\tau = \frac{q}{l}$, где l – длина обкладок. При наличии диэлектрика между обкладками разность потенциалов

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (7)$$

Подставив (7) в (4), получим выражение для емкости цилиндрического конденсатора:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (8)$$

Емкость сферического конденсатора, состоящего из двух концентрических обкладок, разделенных сферическим слоем диэлектрика

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2} \quad (9)$$

Из формул (6), (8) и (9) вытекает, что емкость конденсаторов любой формы пропорциональна диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками. Поэтому применение в качестве прослойки сегнетоэлектриков значительно увеличивает емкость конденсаторов.

Конденсаторы характеризуются **пробивным напряжением** — разностью потенциалов между обкладками конденсатора, при которой происходит **пробой** — электрический разряд через слой диэлектрика в конденсаторе. Пробивное напряжение зависит от формы обкладок, свойств диэлектрика и его толщины.

Соединение конденсаторов в батарее

Для увеличения емкости и варьирования ее возможных значений конденсаторы соединяют в батарее, при этом используется их параллельное и последовательное соединения.

1. Параллельное соединение конденсаторов (рис. 4).

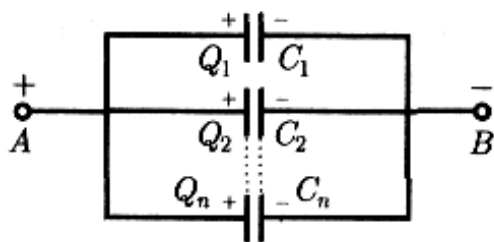


Рис. 4

У параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках конденсаторов одинакова и равна $\varphi_A - \varphi_B$. Если емкости отдельных конденсаторов C_1, C_2, \dots, C_n , то, согласно (4), их заряды равны

$$\begin{aligned} Q_1 &= C_1(\varphi_A - \varphi_B), \\ Q_2 &= C_2(\varphi_A - \varphi_B), \\ &\dots \dots \dots \\ Q_n &= C_n(\varphi_A - \varphi_B), \end{aligned}$$

а заряд батареи конденсаторов

$$Q = \sum_{i=1}^n Q_i = (C_1 + C_2 + \dots + C_n)(\varphi_A - \varphi_B).$$

Полная емкость батареи

$$C = \frac{Q}{\varphi_A - \varphi_B} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i, \quad (10)$$

т. е. при параллельном соединении конденсаторов она равна сумме емкостей отдельных конденсаторов.

2. Последовательное соединение конденсаторов (рис. 5).

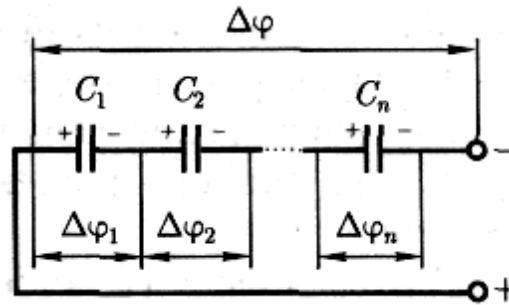


Рис. 5

У последовательно соединенных конденсаторов заряды всех обкладок равны по модулю, а разность потенциалов на зажимах батареи

$$\Delta\varphi = \sum_{i=1}^n \Delta\varphi_i,$$

где для любого из рассматриваемых конденсаторов $\Delta\varphi_i = \frac{Q}{C_i}$. С другой стороны,

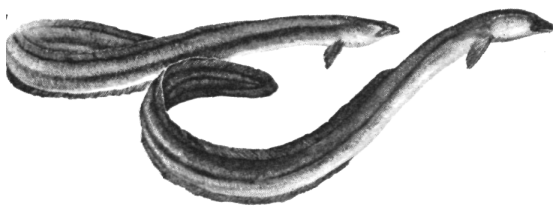
$$\Delta\varphi = \frac{Q}{C} = Q \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i},$$

откуда

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}, \quad (11)$$

т. е. при последовательном соединении конденсаторов суммируются величины, обратные емкостям. Таким образом, при последовательном соединении конденсаторов результирующая емкость C всегда меньше наименьшей емкости, используемой в батарее.

ИНТЕРЕСНО ЗНАТЬ



Электрический угорь

Небезынтересно отметить, что орган для накопления электрической энергии, имеющийся у некоторых рыб (электрический скат, электрический угорь и др.), представляет собой батарею конденсаторов значительной емкости, находящуюся под довольно высоким напряжением и развивающую при разряде большую мощность (у электрического угря напряжение достигает 1 кВ, а разрядная мощность – 1 кВт). Эта батарея состоит из

тонких чередующихся слоев проводящей (нервной) и непроводящей (соединительной) ткани. Электроэнергия вырабатывается нервной системой спинного мозга.

Энергия электрического поля и ее объемная плотность

1. Энергия системы неподвижных точечных зарядов. Электростатические силы взаимодействия консервативны; следовательно, система зарядов обладает потенциальной энергией. Найдем потенциальную энергию системы двух неподвижных точечных зарядов Q_1 и Q_2 , находящихся на расстоянии r друг от друга. Каждый из этих зарядов в поле другого обладает потенциальной энергией:

$$W_1 = Q_1\varphi_{12}, \quad W_2 = Q_2\varphi_{21},$$

где φ_{12} и φ_{21} - соответственно потенциалы, создаваемые зарядом Q_2 в точке нахождения заряда Q_1 и зарядом Q_1 в точке нахождения заряда Q_2 . Тогда

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_2}{r} \quad \text{и} \quad \varphi_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1}{r}.$$

Поэтому $W_1 = W_2 = W$ и

$$W_1 = Q_1\varphi_{12} = Q_2\varphi_{21} = \frac{1}{2}(Q_1\varphi_{12} + Q_2\varphi_{21}).$$

Добавляя к системе из двух зарядов последовательно заряды Q_3, Q_4, \dots , можно убедиться в том, что в случае n неподвижных зарядов энергия взаимодействия системы точечных зарядов равна

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n Q_i \varphi_i \quad (12)$$

где φ_i — потенциал, создаваемый в той точке, где находится заряд Q_i , всеми зарядами, кроме i -го.

2. Энергия заряженного уединенного проводника. Пусть имеется уединенный проводник, заряд, емкость и потенциал которого соответственно равны Q, C, φ . Увеличим заряд данного проводника на dQ . Для этого необходимо перенести заряд dQ из бесконечности на уединенный проводник, затратив на это работу

$$dA = \varphi \cdot dQ = C\varphi \cdot d\varphi$$

Чтобы зарядить тело от нулевого потенциала до φ , необходимо совершить работу

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi \cdot d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (13)$$

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

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{Q\varphi}{2} = \frac{Q^2}{2C} \quad (14)$$

3. Энергия заряженного конденсатора. Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает энергией, которая в соответствии с формулой (14) равна

$$W = \frac{C(\Delta\varphi^2)}{2} = \frac{Q\Delta\varphi}{2} = \frac{Q^2}{2C} \quad (15)$$

где Q — заряд конденсатора; C — его емкость; $\Delta\varphi$ — разность потенциалов между обкладками конденсатора.

4. Энергия электростатического поля. Преобразуем формулу (15), выражающую энергию плоского конденсатора посредством зарядов и потенциалов, воспользовавшись выражением для емкости плоского конденсатора ($C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$) и разности потенциалов между его обкладками ($\Delta\varphi = Ed$). Тогда

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} Sd = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V \quad (16)$$

где $V = Sd$ — объем конденсатора.

Формула (16) показывает, что энергия конденсатора выражается через величину, характеризующую электростатическое поле, — *напряженность* E .

Объемная плотность энергии электростатического поля (энергия единицы объема)

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (17)$$

Выражение (17) справедливо только для **изотропного диэлектрика**, для которого выполняется соотношение: $\vec{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$.

Формулы (15) и (16) соответственно связывают энергию конденсатора с *зарядом* на его обкладках и с *напряженностью поля*. Возникает, естественно, вопрос о локализации энергии и что является ее носителем — заряды или поле? Ответ на этот вопрос может дать только опыт. Переменные во времени электрические и магнитные поля могут существовать обособленно, независимо от возбудивших их зарядов, и распространяться в пространстве в виде электромагнитных волн, *способных* переносить энергию. Это убедительно подтверждает основное положение *теории близкого действия*: *энергия локализована в поле и носителем энергии является поле*.

Контрольные вопросы

1. Поле внутри проводника.
2. Поле у поверхности проводника.
3. Электростатическая индукция.
4. Электростатическая защита.
5. Электрическая емкость уединенного проводника.
6. Конденсаторы (плоский, сферический и цилиндрический), их емкость.
7. Параллельное соединение конденсаторов.
8. Последовательное соединение конденсаторов.
9. Энергия электрического поля и ее объемная плотность.

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК ПРОВОДИМОСТИ

Электрический ток, сила и плотность тока



В электродинамике — разделе учения об электричестве, в котором рассматриваются явления и процессы, обусловленные движением электрических зарядов или макроскопических заряженных тел, — важнейшим понятием является понятие электрического тока.

Электрическим током называется любое упорядоченное (направленное) движение электрических зарядов. В проводнике под действием приложенного электрического поля свободные электрические заряды перемещаются: положительные — по полю, отрицательные — против поля (рис. 1, *а*), т.е. в проводнике возникает электрический ток, называемый *током проводимости*.

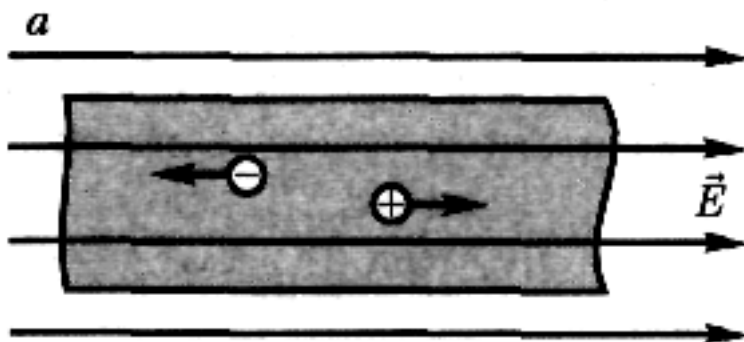
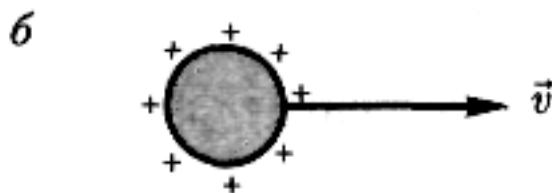


Рис. 1



Если же упорядоченное движение электрических зарядов осуществляется перемещением в пространстве заряженного макроскопического тела (рис. 1, *б*), то возникает так называемый *конвекционный ток*.

Для возникновения и существования электрического тока необходимо, с одной стороны, наличие свободных *носителей тока* — заряженных частиц, способных перемещаться упорядоченно, а с другой — наличие *электрического поля*, энергия которого, каким-то образом восполняясь, расходовалась бы на их упорядоченное движение. За направление тока *условно* принимают направление движения *положительных зарядов*.

Количественной мерой электрического тока служит **сила тока** I — скалярная физическая величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени:

$$I = \frac{dQ}{dt}.$$

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

$$I = \frac{Q}{t},$$

где Q — электрический заряд, проходящий за время t через поперечное сечение проводника. *Единица силы тока* — **ампер** (А).

Физическая величина, определяемая силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока, называется **плотностью тока**:

$$j = \frac{dI}{dS}.$$

Выразим силу и плотность тока через скорость $\langle v \rangle$ упорядоченного движения зарядов в проводнике. Если концентрация носителей тока равна n и каждый носитель имеет элементарный заряд e (что не обязательно для ионов), то за время dt через поперечное сечение S проводника переносится заряд

$$dQ = ne\langle v \rangle S dt.$$

Сила тока

$$I = \frac{dQ}{dt} = ne\langle v \rangle S,$$

а плотность тока $j = ne\langle v \rangle$.

Плотность тока — **вектор**; направление вектора \vec{j} совпадает с направлением упорядоченного движения положительных зарядов:

$$\vec{j} = ne\langle \vec{v} \rangle. \quad (1)$$

Единица плотности тока — **ампер на метр в квадрате** (А/м²).

Сила тока сквозь произвольную поверхность S определяется как поток вектора \vec{j} , т.е.

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S}, \quad (2)$$

где $d\vec{S} = \vec{n} dS$ (\vec{n} — единичный вектор нормали к площадке dS , составляющей с вектором \vec{j} угол α).

Сторонние силы. Электродвижущая сила и напряжение

Если в цепи на носители тока действуют только силы электростатического поля, то происходит перемещение носителей (они предполагаются положитель-

ными) от точек с большим потенциалом к точкам с меньшим потенциалом (рис. 2).

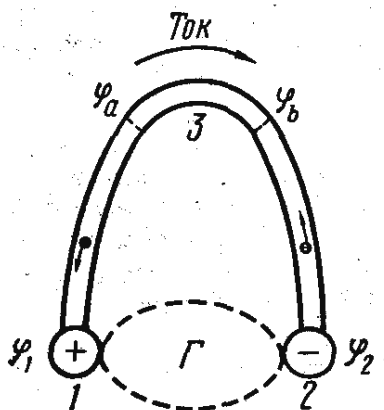


Рис. 2

Это приведет к выравниванию потенциалов во всех точках цепи и к исчезновению электрического поля. Поэтому для существования постоянного тока необходимо наличие в цепи устройства (см. рис. 2, Г), способного создавать и поддерживать разность потенциалов за счет работы сил неэлектростатического происхождения. Такие устройства называются **источниками тока**. Силы *неэлектростатического происхождения*, действующие на заряды со стороны источников тока, называются **сторонними**.

Природа сторонних сил может быть различной: например, в гальванических элементах и аккумуляторах — это химические силы, в генераторах — это сила Лоренца или силы со стороны вихревого электрического поля.

Внутри источника тока за счет сторонних сил электрические заряды движутся в направлении, противоположном действию сил электростатического поля, т.е. кулоновских сил. Благодаря этому на концах внешней цепи поддерживается постоянная разность потенциалов. Во внешней цепи сторонние силы не действуют.

Работа электрического тока в замкнутой электрической цепи совершается за счет энергии источника, т.е. за счет действия сторонних сил, т.к. электростатическое поле потенциально. Работа этого поля по перемещению заряженных частиц вдоль замкнутой электрической цепи равна нулю.

Количественной характеристикой сторонних сил (источника тока) является электродвижущая сила (ЭДС).

Электродвижущей силой \mathcal{E} называется физическая величина, численно равная отношению работы A_c сторонних сил по перемещению заряда q вдоль цепи к значению этого заряда:

$$\mathcal{E} = \frac{A_c}{q}. \quad (3)$$

Электродвижущая сила выражается в вольтах ($1 \text{ В} = 1 \text{ Дж/Кл}$). ЭДС — это удельная работа сторонних сил на данном участке, т.е. работа по перемещению единичного заряда. Например, ЭДС гальванического элемента равна 4,5 В. Это означает, что сторонние силы (химические) совершают работу в 4,5 Дж при перемещении заряда в 1 Кл внутри элемента от одного полюса к другому.

Электродвижущая сила является скалярной величиной, которая может быть как положительной, так и отрицательной. Знак ЭДС зависит от направления тока в цепи и выбора направления обхода цепи.

Работа электрического тока по перемещению заряда по проводнику совершается кулоновскими и сторонними силами, поэтому полная работа равна:

$$A = A_e + A_c.$$

Физическая величина, численно равная отношению работы, совершаемой электрическим полем при перемещении положительного заряда из одной точки в другую, к значению заряда q , называется **напряжением** U между этими точками:

$$U = \frac{A}{q}, \text{ или } U = \frac{A_e}{q} + \frac{A_c}{q}. \quad (4)$$

Учитывая, что $\frac{A_e}{q} = \varphi_1 - \varphi_2 = -\Delta\varphi$, т.е. разности потенциалов между двумя точками стационарного электростатического поля, где φ_1 и φ_2 — потенциалы начальной и конечной точки траектории заряда (рис. 2), а $\frac{A_c}{q} = \mathcal{E}$, имеем:

$$U = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} \quad (5)$$

В случае электростатического поля, когда на участке не приложена ЭДС ($\mathcal{E} = 0$), напряжение между двумя точками равно разности потенциалов:

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

При разомкнутой электрической цепи ($I = 0$) напряжение равно ЭДС источника:

$$U = \mathcal{E}$$

Единица напряжения в СИ — **вольт** (В), $В = Дж/Кл$. Напряжение измеряют вольтметром, который подключается параллельно тем участкам цепи, на которых измеряют напряжение.

Закон Ома. Сопротивление проводников

Немецкий физик Г. Ом (1787 — 1854) экспериментально установил, что сила тока I , текущего по *однородному* металлическому проводнику (т.е. проводнику, в котором не действуют сторонние силы), пропорциональна напряжению U на концах проводника

$$I = \frac{U}{R} \quad (6)$$

где R — электрическое сопротивление проводника.

Уравнение (6) выражает **закон Ома для участка цепи** (не содержащего источника тока): сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника. Формула (6) позволяет установить *единицу сопротивления ом* (Ом): 1 Ом — сопротивление такого проводника, в котором при напряжении 1 В течет постоянный ток 1 А. Величина

$$G = \frac{1}{R}$$

называется **электрической проводимостью** проводника. *Единица проводимости* — **сименс** (См): 1 См — проводимость участка электрической цепи сопротивлением 1 Ом. Сопротивление проводников зависит от его размеров и формы, а также от материала, из которого проводник изготовлен. Для однородного линейного проводника сопротивление R прямо пропорционально его длине l и обратно пропорционально площади его поперечного сечения S :

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (7)$$

где ρ — коэффициент пропорциональности, характеризующий материал проводника и называемый **удельным электрическим сопротивлением**.

Единица удельного электрического сопротивления — **ом-метр** (Ом·м). Наименьшим удельным сопротивлением обладают серебро ($1,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м) и медь ($1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м). На практике наряду с медными применяются алюминиевые провода. Хотя алюминий и имеет большее, чем медь, удельное сопротивление, но зато обладает меньшей плотностью по сравнению с медью.

Закон Ома можно представить в дифференциальной форме. Подставив выражение для сопротивления (7) в закон Ома (6), получим

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{l}, \quad (8)$$

где величина, обратная удельному сопротивлению, $\gamma = \frac{1}{\rho}$ называется **удельной электрической проводимостью** вещества проводника. Ее *единица* — **сименс на метр** (См/м).

Учитывая, что $\frac{U}{l} = E$ — напряженность электрического поля в проводнике, $\frac{I}{S} = j$ — плотность тока, формулу (8) можно записать в виде

$$j = \gamma E \quad (9)$$

Так как в изотропном проводнике носители тока в каждой точке движутся в направлении вектора E , то направления j и E совпадают. Поэтому формулу (9) можно записать в виде

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}. \quad (10)$$

Выражение (10) — **закон Ома в дифференциальной форме**, связывающий плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в этой же точке. Это соотношение справедливо и для переменных полей.

Опыт показывает, что в первом приближении изменение удельного сопротивления, а значит и сопротивления с температурой описывается линейным законом:

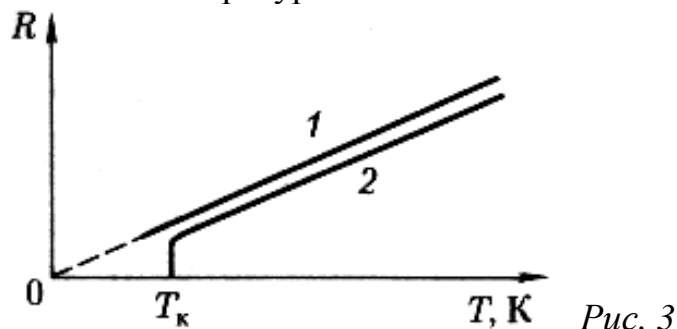
$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t),$$

$$R = R_0(1 + \alpha t),$$

где ρ и ρ_0 , R и R_0 — соответственно удельные сопротивления и сопротивления проводника при t и 0 °С; α — **температурный коэффициент сопротивления**. Следовательно, температурная зависимость сопротивления может быть представлена в виде

$$R = \alpha R_0 T \quad (11)$$

где T — термодинамическая температура.



Зависимость сопротивления от температуры (11) представлена на рис. 3 (кривая 1). При низких температурах наблюдается отступление от этой зависимости.

Впоследствии было обнаружено, что сопротивление многих металлов (например, Al, Pb, Zn и др.) и их сплавов при очень низких **температурах** T_k (0,14 — 20 К), называемых **критическими**, характерных для каждого вещества, скачкообразно уменьшается до нуля (кривая 2), т.е. металл становится абсолютным проводником. Впервые это явление, названное **сверхпроводимостью**, обнаружено в 1911 г. Г. Камерлинг-Оннесом для ртути.

Явление сверхпроводимости объясняется на основе квантовой теории. Практическое использование сверхпроводящих материалов (в обмотках сверхпроводящих магнитов, в системах памяти ЭВМ и др.) затруднено из-за их низких критических температур. В настоящее время обнаружены и активно исследуются керамические материалы, обладающие сверхпроводимостью при температуре выше 140 К.

На зависимости электрического сопротивления металлов от температуры основано действие **термометров сопротивления**, которые позволяют по градуированной взаимосвязи сопротивления от температуры измерять температуру с точностью до 0,001 К. Термометры сопротивления, в которых в качестве рабочего вещества используются полупроводники, изготовленные по специальной технологии, называются **термисторами**. Они позволяют измерять температуру с точностью до миллионных долей кельвин.

Сопротивление металлов при нагревании увеличивается, электролитов и полупроводников — уменьшается.

Закон Ома для неоднородного участка цепи.

Рассмотрим **неоднородный участок цепи**, где действующую ЭДС на участке 1—2 обозначим через \mathcal{E}_{12} , а приложенную на концах участка разность потенциалов — через $\varphi_1 - \varphi_2$. Тогда

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R} \quad (12)$$

Выражение (12) представляет собой **закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме**, который является **обобщенным законом Ома**.

Если на данном участке цепи *источник тока отсутствует* $\mathcal{E}_{12} = 0$, то из (12) приходим к **закону Ома для однородного участка цепи**:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}$$

[при отсутствии сторонних сил напряжение на концах участка равно разности потенциалов]

Если же электрическая цепь *замкнута*, то выбранные точки 1 и 2 совпадают, $\varphi_1 = \varphi_2$ тогда из (12) получаем закон Ома для замкнутой цепи.

Закон Ома для полной (замкнутой) цепи выражает связь между силой тока в цепи, ЭДС и полным сопротивлением цепи: сила тока в полной электрической цепи равна отношению ЭДС цепи к ее полному сопротивлению:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (13)$$

где r — внутреннее сопротивление источника тока, R — внешнее сопротивление. Внешнее сопротивление может состоять из нескольких омических сопротивлений.

Следствия из закона Ома для полной цепи:

1. Если внутреннее сопротивление источника тока r мало по сравнению с внешним сопротивлением R , то оно не оказывает заметного влияния на силу тока в цепи. При этом напряжение на зажимах источника приблизительно равно ЭДС:

$$U = I \cdot R \approx \mathcal{E}$$

2. Когда внешнее сопротивление цепи стремится к нулю ($R \rightarrow 0$) — *при коротком замыкании*, сила тока в цепи определяется внутренним сопротивлением источника и принимает максимальное значение:

$$I_{\max} = \frac{\mathcal{E}}{r}. \quad (14)$$

3. При разомкнутой цепи, когда $R = \infty$ (сопротивление внешнего участка цепи бесконечно велико) и $I = 0$, напряжение источника тока равно его ЭДС, или ЭДС источника измеряется разностью потенциалов на его клеммах:

$$\mathcal{E} = U = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Знак ЭДС и напряжение на участке цепи могут быть положительными и отрицательными. Значение ЭДС считается положительным, если она повышает потенциал в направлении тока — ток внутри источника идет от отрицательного полюса к положительному полюсу источника. Напряжение принимается положительным, если ток внутри источника идет в направлении понижения потенциала (от положительного полюса источника к отрицательному полюсу).

Типы соединений сопротивлений и источников тока

1. Последовательное соединение проводников. Сопротивление последовательно соединенных проводников равно сумме сопротивлений отдельных проводников:

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n,$$

где R_1, R_2, \dots, R_n - сопротивления проводников, входящих в последовательное соединение. Если $R_1 = R_2 = \dots = R_n$, то

$$R = n \cdot R_1,$$

где n - число последовательно соединенных проводников. При последовательном соединении проводников падения напряжения на отдельных проводниках прямо пропорциональны их сопротивлениям:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}.$$

2. Параллельное соединение проводников. Сопротивление цепи, состоящей из нескольких параллельно соединенных проводников, определяется по формуле:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n},$$

т. е. проводимость $\left(\frac{1}{R}\right)$ параллельно соединенных проводников равна сумме проводимостей отдельных проводников. Если $R_1 = R_2 = \dots = R_n$, то

$$\frac{1}{R} = \frac{n}{R_1} \text{ или } R = \frac{R_1}{n},$$

т. е. сопротивление n проводников, соединенных параллельно, в n раз меньше сопротивления одного проводника.

Токи в отдельных участках разветвленной цепи обратно пропорциональны их сопротивлениям:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Согласно закону Ома для полной цепи, напряжение на зажимах источника тока

$$U = IR = \mathcal{E} - Ir.$$

Если источник тока с электродвижущей силой \mathcal{E} является потребителем тока (например, при зарядке аккумулятора), то напряжение на его зажимах

$$U = \mathcal{E} + Ir,$$

где I - сила тока, проходящего через источник; r - его внутреннее сопротивление.

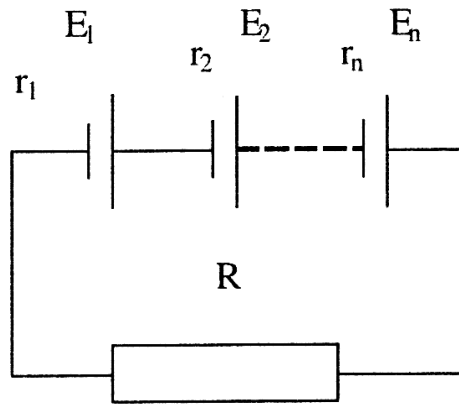


Рис. 4

При последовательном соединении источников тока (рис. 4) сила тока в цепи определяется по формуле

$$I = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_n}{R + r_1 + r_2 + \dots + r_n}.$$

Если соединяются одинаковые источники тока, имеющие э. д. с. \mathcal{E} и внутреннее сопротивление r , то

$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + nr}, \quad (15)$$

где n - число последовательно соединенных источников тока.

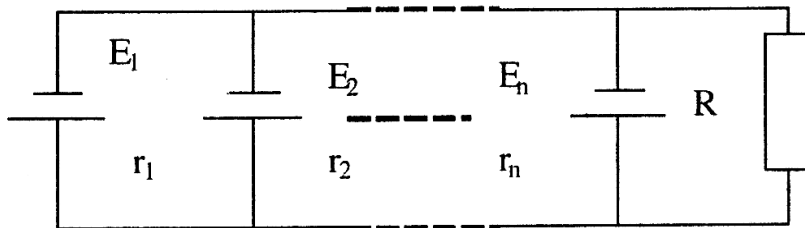


Рис. 5

Параллельно включаются только одинаковые элементы. Сила тока в цепи, содержащей n параллельно включенных источников тока (рис. 5),

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{r}{n}}. \quad (16)$$

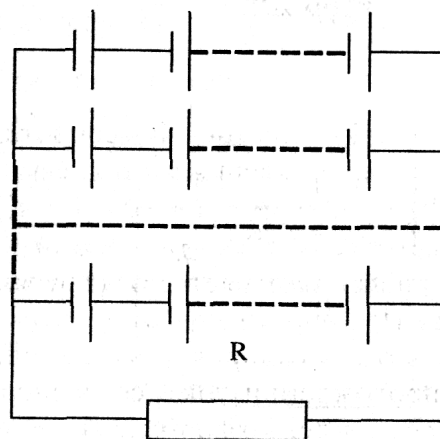


Рис. 6

Если батарея получена соединением m параллельных групп, содержащих по n одинаковых и последовательно включенных элементов каждая (рис. 6), то сила тока выражается формулой:

$$I = \frac{n \mathcal{E}}{R + \frac{nr}{m}}.$$

Правила Кирхгофа для разветвленных цепей

Рассмотрим правила Кирхгофа для участков цепей.

Обобщенный закон Ома позволяет рассчитать практически любую сложную цепь. Однако непосредственный расчет разветвленных цепей, содержащих несколько замкнутых контуров (контуров могут иметь общие участки, каждый из контуров может иметь несколько источников тока и т.д.), довольно сложен. Эта задача более просто решается с помощью *двух правил Кирхгофа*.

Любая точка разветвления цепи, в которой сходится не менее трех проводников с током, называется *узлом*. При этом ток, входящий в узел, считается положительным, а ток, выходящий из узла, — отрицательным.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю:

$$\sum_k I_k = 0. \quad (17)$$

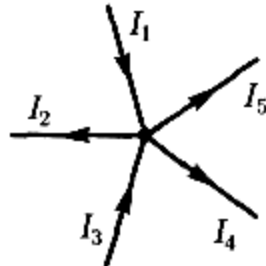


Рис. 7

Например, для рис. 7 первое правило Кирхгофа запишется так:

$$I_1 - I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0.$$

Первое правило Кирхгофа вытекает из закона сохранения электрического заряда.

Второе правило Кирхгофа является обобщением закона Ома для разветвленных цепей. Рассмотрим контур, состоящий из трех участков (рис. 8).

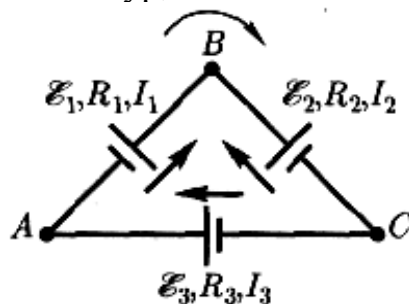


Рис. 8

Направление обхода по часовой стрелке примем за положительное, отметив, что выбор этого направления совершенно произволен. Все токи, совпадающие по

направлению с направлением обхода контура, считаются положительными, не совпадающие с направлением обхода — отрицательными. Источники тока считаются положительными, если они создают ток, направленный в сторону обхода контура. Применяя к участкам закон Ома, можно записать:

$$\begin{cases} I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_1 \\ -I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C - \mathcal{E}_2 \\ I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_A + \mathcal{E}_3 \end{cases}$$

Складывая почленно эти уравнения, получим

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3. \quad (18)$$

Уравнение (18) выражает **второе правило Кирхгофа**: в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая сумма произведений сил токов I_i на сопротивления R_i соответствующих участков этого контура равна алгебраической сумме ЭДС \mathcal{E}_k , встречающихся в этом контуре:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_k \mathcal{E}_k. \quad (19)$$

При расчете сложных цепей постоянного тока с применением правил Кирхгофа необходимо:

1. Выбрать *произвольное* направление токов на всех участках цепи; действительное направление токов определится при решении задачи: если искомый ток получится положительным, то его направление было выбрано правильно, отрицательным — его истинное направление противоположно выбранному.
2. Выбрать направление обхода контура и строго его придерживаться; произведение IR положительно, если ток на данном участке совпадает с направлением обхода, и, наоборот; ЭДС, действующие по выбранному направлению обхода, считаются положительными, против — отрицательными.
3. Составить столько уравнений, чтобы их число было равно числу искомых величин (в систему уравнений должны входить все сопротивления и ЭДС рассматриваемой цепи).

Рассмотрим применение правил Кирхгофа на схеме (рис. 9) измерительного моста Уитстона.

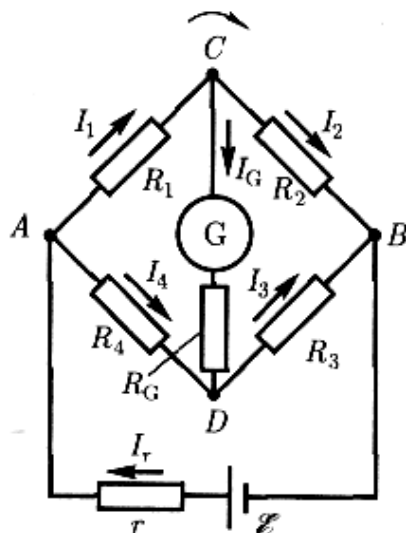


Рис. 9

Сопротивления R_1 , R_2 , R_3 и R_4 образуют его «плечи». Между точками A и B моста включена батарея с ЭДС \mathcal{E} и сопротивлением r , между точками C и D включен гальванометр с сопротивлением R_G . Для узлов A , B и C , применяя первое правило Кирхгофа, получим

$$\begin{aligned} I_r - I_1 - I_4 &= 0, \\ I_2 + I_3 - I_r &= 0, \\ I_1 - I_2 - I_G &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Для контуров $ACBA$, $ACDA$ и $CBDC$, согласно второму правилу Кирхгофа, можно записать:

$$\begin{aligned} I_r r - I_1 R_1 + I_2 R_2 &= \mathcal{E}; \\ I_1 R_1 + I_G R_G - I_4 R_4 &= 0; \\ I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_G R_G &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Если известны все сопротивления и ЭДС, то, решая полученные шесть уравнений, можно найти неизвестные токи. Изменяя известные сопротивления R_2 , R_3 и R_4 , можно добиться того, чтобы ток через гальванометр был равен нулю ($I_G = 0$). Тогда из (20) найдем

$$I_1 = I_2, \quad I_3 = I_4 \quad (22)$$

из (21) получим

$$I_1 R_1 = I_4 R_4; \quad I_2 R_2 = I_3 R_3. \quad (23)$$

Из (22) и (23) следует, что

$$\frac{R_1}{R_4} = \frac{R_2}{R_3}, \quad \text{или} \quad R_1 = \frac{R_2 R_4}{R_3}. \quad (24)$$

Таким образом, в случае равновесного моста ($I_G = 0$) при определении искомого сопротивления R_1 ЭДС батареи, сопротивления батареи и гальванометра роли не играют.

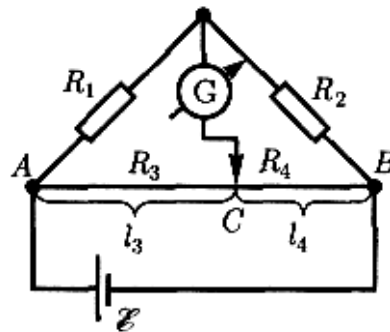


Рис. 10

На практике обычно используется **реохордный мост Уитстона** (рис. 10), где сопротивления R_3 и R_4 представляют собой длинную однородную проволоку (реохорд) с большим удельным сопротивлением, так

что отношение $\frac{R_3}{R_4}$ можно заменить отношением $\frac{l_3}{l_4}$. Тогда, используя выражение

(24), можно записать

$$R_1 = R_2 \frac{l_4}{l_3}. \quad (25)$$

Длины l_3 и l_4 легко измеряются по шкале, а R_2 всегда известно. Поэтому уравнение (25) позволяет определить неизвестное сопротивление R_1 .

Работа и мощность тока. Закон Джоуля—Ленца

Для оценки работы и мощности тока рассмотрим однородный проводник, к концам которого приложено напряжение U .

За время dt через сечение проводника переносится заряд $dq = Idt$. При этом силы электростатического поля и сторонние силы совершают работу

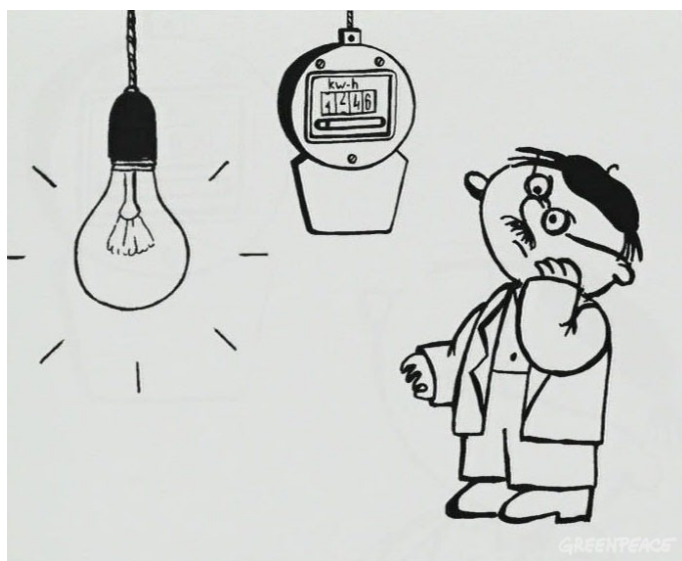
$$dA = Udq = IUdt \quad (26)$$

Если сопротивление проводника R , то, используя закон Ома (6), получим, что работа тока

$$dA = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (27)$$

Из (26) и (27) следует, что мощность тока

$$P = \frac{dA}{dt} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (28)$$



Если сила тока выражается в амперах, напряжение — в вольтах, сопротивление — в омах, то работа тока выражается в джоулях, а мощность в ваттах. На практике применяются также внесистемные единицы работы тока: ватт-час, кило-ватт-час.

Если ток проходит по *неподвижному* металлическому проводнику, то вся работа идет на его нагревание и, по закону сохранения энергии,

$$dQ = dA \quad (29)$$

Таким образом, используя выражения (29), (26) и (27), получим

$$dQ = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (30)$$

Выражение (30) представляет собой **закон Джоуля — Ленца**, экспериментально установленный независимо друг от друга Дж. Джоулем и Э. Х. Ленцем.

Количество теплоты, выделяющееся за единицу времени в единице объема, называется **удельной тепловой мощностью тока**. Она равна

$$w = \rho j^2 \quad (31)$$

Используя дифференциальную форму закона Ома и соотношение $\gamma = \frac{1}{\rho}$, получим

$$w = jE = \gamma E^2 \quad (32)$$

Формулы (31) и (32) являются обобщенным выражением **закона Джоуля — Ленца в дифференциальной форме**, пригодным для любого проводника.

Тепловое действие тока находит широкое применение в технике, которое началось с открытия в 1873 г. русским инженером А.Н.Лодыгиным (1847 — 1923) лампы накаливания. На нагревании проводников электрическим током основано действие электрических муфельных печей, электрической дуги, контактной электросварки, бытовых электронагревательных приборов и т. д.

Коэффициент полезного действия (КПД) источника тока показывает, какую часть полной работы A составляет полезная A_1 :

$$\eta = \frac{A_1}{A} = \frac{U}{\mathcal{E}} = \frac{R}{R+r},$$

где U - напряжение на зажимах внешней цепи; \mathcal{E} - э. д. с. источника; R - внешнее сопротивление; r - внутреннее сопротивление источника тока.

Контрольные вопросы

1. Постоянный электрический ток, его характеристики и условия существования.
2. Конвекционный ток.
3. Сила тока и плотность тока, единицы измерения.
4. Закон Ома для однородного участка цепи (интегральная и дифференциальная формы).
5. Электрическое сопротивление проводников.
6. Электрическая проводимость.
7. Последовательное и параллельное соединение проводников.
8. Источник тока, сторонние силы.
9. ЭДС, разность потенциалов и напряжение.
10. Закон Ома для неоднородного участка цепи (обобщенный закон Ома).
11. Закон Ома для замкнутой цепи.
12. Первое правило Кирхгофа.
13. Второе правило Кирхгофа.
14. Работа и мощность постоянного электрического тока.
15. Закон Джоуля-Ленца.
16. Удельная тепловая мощность тока.
17. КПД источника тока.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Носители тока в металлах

В металлах носителями тока являются *свободные электроны*, т. е. электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решетки металла. Это представление о природе носителей тока в металлах основывается на *электронной теории проводимости металлов*, созданной немецким физиком П. Друде и разработанной впоследствии нидерландским физиком Х. Лоренцем, а также на ряде классических опытов, подтверждающих положения электронной теории.

Наличие свободных электронов в металлах можно объяснить следующим образом: кристаллическая решетка металла образована положительными ионами и свободными электронами (т. е. бывшими валентными электронами, потерявшими связь со своими атомами и превратившими их в положительные ионы). Свободные электроны хаотически движутся в металле со средней (квадратичной) скоростью u , сталкиваясь с ионами (рис. 1; ионы изображены кружками со знаками плюс, а свободные электроны — точками). Таким образом, поведение свободных электронов подобно поведению молекул газа. Поэтому совокупность свободных электронов можно рассматривать как своеобразный *электронный газ*, к которому применимы законы кинетической теории идеального газа.

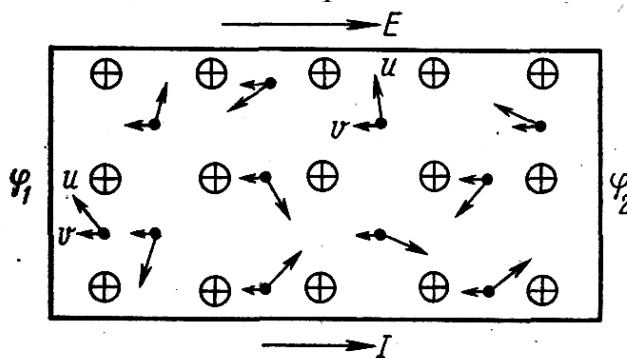


Рис. 1

При своем движении электроны проводимости сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие между электронным газом и решеткой. По теории Друде — Лоренца, электроны обладают такой же энергией теплового движения, как и молекулы одноатомного газа. Поэтому, применяя выводы молекулярно-кинетической теории, можно найти среднюю скорость теплового движения электронов

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}},$$

которая для $T = 300$ К равна $1,1 \cdot 10^5$ м/с. Тепловое движение электронов, являясь хаотическим, не может привести к возникновению тока.

Если приложить к торцам металлического проводника разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, то возникающее в нем электрическое поле напряженностью E вызовет дополнительное (упорядоченное) движение свободных электронов со средней скоростью $\langle v \rangle$, направленное противоположно электрическому полю, что эквива-

лентно появлению тока I в направлении поля (рис. 1). Само собой разумеется, что наряду с появившимся упорядоченным (направленным) движением электронов сохраняется и их хаотическое движение.

Среднюю скорость $\langle v \rangle$ упорядоченного движения электронов можно оценить согласно формуле для плотности тока: $\vec{j} = ne\langle \vec{v} \rangle$. Выбрав допустимую плотность тока, например для медных проводов 10^7 А/м², получим, что при концентрации носителей тока $n = 8 \cdot 10^{28}$ м⁻³ средняя скорость $\langle v \rangle$ упорядоченного движения электронов равна $7,8 \cdot 10^{-4}$ м/с. Следовательно, $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$, т.е. даже при очень больших плотностях тока средняя скорость упорядоченного движения электронов, обуславливающего электрический ток, значительно меньше их скорости теплового движения. Поэтому при вычислениях результирующую скорость ($\langle v \rangle + \langle u \rangle$) можно заменять скоростью теплового движения $\langle u \rangle$.

Казалось бы, полученный результат противоречит факту практически мгновенной передачи электрических сигналов на большие расстояния. Дело в том, что замыкание электрической цепи влечет за собой распространение электрического поля со скоростью c ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с). Через время $t = l/c$ (l – длина цепи) вдоль цепи установится стационарное электрическое поле и в ней начнется упорядоченное движение электронов. Поэтому электрический ток возникает в цепи практически одновременно с ее замыканием.

С позиций электронной теории легко понять природу электрического сопротивления металлов и причину его зависимости от температуры.

Сопротивление обусловлено тем, что электроны при своем движении в токе испытывают столкновения с ионами кристаллической решетки металла. Эти столкновения тормозят упорядоченное движение электронов, играя роль своеобразной силы трения. Поэтому после устранения электрического поля, поддерживающего упорядоченное движение электронов, ток очень скоро прекращается.

С повышением температуры металлического проводника возрастает его внутренняя энергия и, следовательно, увеличивается колебательная энергия ионов кристаллической решетки металла. При этом возрастают амплитуда и частота колебаний ионов, что ведет к увеличению числа столкновений электронов (движущихся в токе) с ионами, т. е. к увеличению сопротивления проводника.

Законы электрического тока в классической теории проводимости металлов

Электронная теория наглядно объясняет и физическую сущность экспериментальных законов.

Рассмотрим вывод основных законов электрического тока в классической теории проводимости металлов.

1. Закон Ома. Пусть в металлическом проводнике существует электрическое поле напряженностью $E = \text{const}$. Со стороны поля заряд e испытывает действие силы $F = eE$ и приобретает ускорение $a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}$. Таким образом, во время сво-

бодного пробега электроны движутся равноускоренно, приобретая к концу свободного пробега скорость

$$v_{\max} = \frac{eE\langle t \rangle}{m},$$

где $\langle t \rangle$ — среднее время между двумя последовательными соударениями электрона с ионами решетки.

Согласно теории Друде, в конце свободного пробега электрон, сталкиваясь с ионами решетки, отдает им накопленную в поле энергию, поэтому скорость его упорядоченного движения становится равной нулю. Следовательно, средняя скорость направленного движения электрона

$$\langle v \rangle = \frac{v_{\max} + 0}{2} = \frac{eE\langle t \rangle}{2m} \quad (1)$$

Классическая теория металлов не учитывает распределения электронов по скоростям, поэтому среднее время $\langle t \rangle$ свободного пробега определяется средней длиной свободного пробега $\langle l \rangle$ и средней скоростью движения электронов относительно кристаллической решетки проводника, равной $\langle u \rangle + \langle v \rangle$ ($\langle u \rangle$ — средняя скорость теплового движения электронов). Так как $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$, поэтому

$$\langle t \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}.$$

Подставив значение $\langle t \rangle$ в формулу (1), получим

$$\langle v \rangle = \frac{eE\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle}.$$

Плотность тока в металлическом проводнике соответственно

$$j = ne\langle v \rangle = \frac{ne^2\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle} E,$$

откуда видно, что плотность тока пропорциональна напряженности поля, т.е. получили закон Ома в дифференциальной форме. Коэффициент пропорциональности между j и E есть не что иное, как удельная проводимость материала

$$\gamma = \frac{ne^2\langle l \rangle}{2m\langle u \rangle} \quad (2)$$

которая тем больше, чем больше концентрация свободных электронов и средняя длина их свободного пробега.

2. Закон Джоуля—Ленца. К концу свободного пробега электрон под действием поля приобретает дополнительную кинетическую энергию

$$\langle E_k \rangle = \frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{e^2\langle l \rangle^2}{2m\langle u \rangle^2} E^2. \quad (3)$$

При соударении электрона с ионом эта энергия полностью передается решетке и идет на увеличение внутренней энергии металла, т.е. на его нагревание.

За единицу времени электрон испытывает с узлами решетки в среднем $\langle z \rangle$ столкновений:

$$\langle z \rangle = \frac{\langle u \rangle}{\langle l \rangle} \quad (4)$$

Если n — концентрация электронов, то в единицу времени происходит $n\langle z \rangle$ столкновений и решетке передается энергия

$$w = n\langle z \rangle \langle E_k \rangle, \quad (5)$$

которая идет на нагревание проводника. Подставив (3) и (4) в (5), получим энергию, передаваемую решетке в единице объема проводника за единицу времени,

$$w = \frac{ne^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} E^2. \quad (6)$$

Величина w является удельной тепловой мощностью тока. Коэффициент пропорциональности между w и E^2 по (2) есть удельная проводимость γ следовательно, выражение (6) — закон Джоуля — Ленца в дифференциальной форме.

3. Закон Видемана — Франца. Металлы обладают как большой электрической проводимостью, так и высокой теплопроводностью. Это объясняется тем, что носителями тока и теплоты в металлах являются одни и те же частицы — свободные электроны, которые, перемещаясь в металле, переносят не только электрический заряд, но и присущую им энергию хаотического (теплого) движения, т.е. осуществляют перенос теплоты.

Видеманом и Францем в 1853 г. экспериментально установлен закон, согласно которому отношение теплопроводности (λ) к удельной проводимости (γ) для всех металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре:

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \beta T,$$

где β — постоянная, не зависящая от рода металла.

Элементарная классическая теория электропроводности металлов позволила найти значение β : $\beta = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2$, где k — постоянная Больцмана. Это значение хорошо согласуется с опытными данными.

Работа выхода электронов из металла

Как показывает опыт, свободные электроны при обычных температурах практически не покидают металл. Следовательно, в поверхностном слое металла должно быть задерживающее электрическое поле, препятствующее выходу электронов из металла в окружающий вакуум. Работа, которую нужно затратить для удаления электрона из металла в вакуум, называется *работой выхода*. Укажем две вероятные причины существования работы выхода.

1. Если электрон по какой-то причине удаляется из металла, то в том месте, которое электрон покинул, возникает избыточный положительный заряд и электрон притягивается к индуцированному им самим положительному заряду.

2. Отдельные электроны, покидая металл, удаляются от него на расстояния порядка атомных и создают тем самым над поверхностью металла «электронное облако», плотность которого быстро убывает с расстоянием. Это облако вместе с наружным слоем положительных ионов решетки образует **двойной электрический слой**, поле которого подобно полю плоского конденсатора. Толщина этого слоя равна нескольким межатомным расстояниям (10^{-10} — 10^{-9} м). Он не создает электрического поля во внешнем пространстве, но препятствует выходу свободных электронов из металла.

Таким образом, электрон при вылете из металла должен преодолеть задерживающее его электрическое поле двойного слоя. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ в этом слое, называемая **поверхностным скачком потенциала**, определяется работой выхода (A) электрона из металла:

$$\Delta\varphi = \frac{A}{e},$$

где e — заряд электрона.

Так как вне двойного слоя электрическое поле отсутствует, то потенциал среды равен нулю, а внутри металла потенциал положителен и равен $\Delta\varphi$. Потенциальная энергия свободного электрона внутри металла равна — $e\Delta\varphi$ и является относительно вакуума отрицательной. Исходя из этого, можно считать, что весь объем металла для электронов проводимости представляет потенциальную яму с плоским дном, глубина которой равна работе выхода A .

Работа выхода выражается в **электрон-вольтах** (эВ): 1 эВ равен работе, совершаемой силами поля при перемещении элементарного электрического заряда (заряда, равного заряду электрона) при прохождении им разности потенциалов в 1 В. Так как заряд электрона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, то $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Работа выхода зависит от химической природы металлов и от чистоты их поверхности и колеблется в пределах нескольких электрон-вольт (например, у калия $A = 2,2$ эВ, у платины $A = 6,3$ эВ). Подобранным образом покрытие поверхности, можно значительно уменьшить работу выхода. Например, если нанести на поверхность вольфрама ($A = 4,5$ эВ) слой оксида щелочно-земельного металла (Ca, Sr, Ba), то работа выхода снижается до 2 эВ.

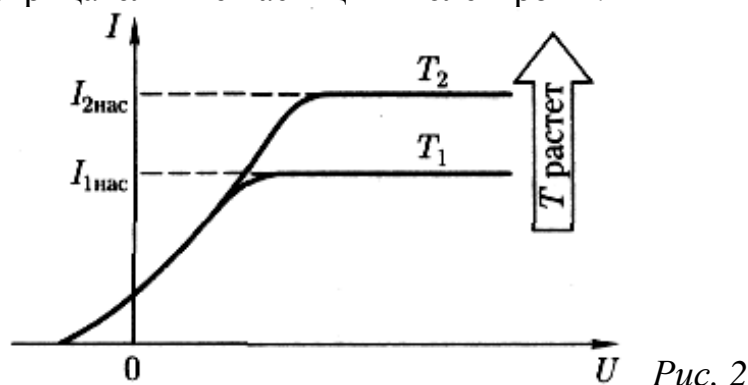
Эмиссионные явления и их применение

Если сообщить электронам в металлах энергию, необходимую для преодоления работы выхода, то часть электронов может покинуть металл, в результате чего наблюдается явление испускания электронов, или **электронной эмиссии**. В зависимости от способа сообщения электронам энергии различают **термоэлектронную, фотоэлектронную, вторичную электронную и автоэлектронную эмиссии**.

1. Термоэлектронная эмиссия — это испускание электронов нагретыми металлами. Концентрация свободных электронов в металлах достаточно высока, поэтому даже при средних температурах вследствие распределения электронов по

скоростям (по энергиям) некоторые электроны обладают энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера на границе металла. С повышением температуры число электронов, кинетическая энергия теплового движения которых больше работы выхода, растет и явление термоэлектронной эмиссии становится заметным.

Исследование закономерностей термоэлектронной эмиссии можно провести с помощью простейшей двухэлектродной лампы — *вакуумного диода*, представляющего собой откачанный баллон, содержащий два электрода: катод К и анод А. Катод испускает отрицательные частицы — электроны.



Если поддерживать температуру накаленного катода постоянной и снять зависимость анодного тока I от анодного напряжения U — *вольт-амперную характеристику* (рис. 2), то оказывается, что она не является линейной, т. е. для вакуумного диода закон Ома не выполняется. Зависимость термоэлектронного тока I от анодного напряжения в области малых положительных значений U описывается *законом трех вторых* [установлен русским физиком С. А. Богуславским (1883 — 1923) и американским физиком И. Ленгмюром (1881-1957)]:

$$I = BU^{3/2},$$

где B — коэффициент, зависящий от формы и размеров электродов, а также их взаимного расположения.

При увеличении анодного напряжения ток возрастает до некоторого максимального значения $I_{нас}$, называемого *током насыщения*. Это означает, что почти все электроны, покидающие катод, достигают анода, поэтому дальнейшее возрастание напряженности поля не может привести к увеличению термоэлектронного тока. Следовательно, плотность тока насыщения характеризует эмиссионную способность материала катода.

2. Фотоэлектронная эмиссия — это эмиссия электронов из металла под действием света, а также коротковолнового электромагнитного излучения (например, рентгеновского).

3. Вторичная электронная эмиссия — это испускание электронов поверхностью металлов, полупроводников или диэлектриков при бомбардировке их пучком электронов. Вторичный электронный поток состоит из электронов, отраженных поверхностью (упруго и неупруго отраженные электроны), и «истинно» вторичных электронов — электронов, выбитых из металла, полупроводника или диэлектрика первичными электронами.

Явление вторичной электронной эмиссии используется в *фотоэлектронных умножителях* (ФЭУ), применяемых для усиления слабых электрических токов.

4. Автоэлектронная эмиссия — это эмиссия электронов с поверхности металлов под действием сильного внешнего электрического поля. Сила этого тока увеличивается с повышением напряжения на трубке. Токи возникают при холодном катоде, поэтому описанное явление называется также *холодной эмиссией*. Объяснение механизма этого явления возможно лишь на основе квантовой теории.

Если поверхность одного металла привести в соприкосновение (контакт) с поверхностью другого металла, то происходит переход электронов из одного металла в другой, вследствие чего один из них заряжается положительно, другой — отрицательно. Возникающая при этом разность потенциалов между соприкасающимися телами называется **контактной разностью потенциалов**.

Появление контактной разности потенциалов обусловлено двумя причинами.

- 1) различием в работах выхода (A) электрона из металлов, приведенных в соприкосновение;
- 2) различием в плотностях (n) электронного газа в металлах.

Термоэлектрические явления и их применение

В замкнутой цепи, состоящей из нескольких металлов, находящихся при одинаковой температуре, э. д. с. не возникает, т. е. не происходит возбуждения электрического тока. Однако если температура контактов не одинакова, то в цепи возникает электрический ток, называемый **термоэлектрическим**. Явление возбуждения термоэлектрического тока (**явление Зеебека**), а также тесно связанные с ним **явления Пельтье и Томсона** называются **термоэлектрическими явлениями**.

1. Явление Зеебека (1821). Немецкий физик Т. Зеебек (1770—1831) обнаружил, что в замкнутой цепи, состоящей из последовательно соединенных разнородных проводников, контакты между которыми имеют различную температуру, возникает электрический ток.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух металлических проводников 1 и 2 с температурами спаев T_1 (контакт A) и T_2 (контакт B), причем $T_1 > T_2$ (рис. 3).

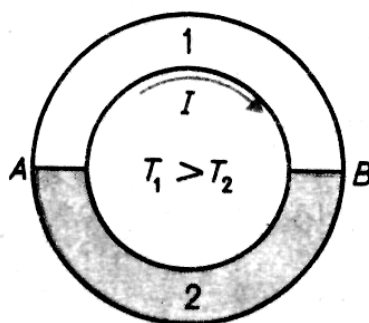


Рис. 3

В замкнутой цепи для многих пар металлов электродвижущая сила прямо пропорциональна разности температур в контактах:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2).$$

Эта э. д. с. называется **термоэлектродвижущей силой**, и определяет внутреннюю контактную разность потенциалов на границе двух металлов.

Явление Зеебека используется для измерения температуры. Для этого применяются термоэлементы, или термопары — датчики температур, состоящие из двух соединенных между собой разнородных металлических проводников. Если контакты (обычно спаи) проводников (проволок), образующих термопару, находятся при разных температурах, то в цепи возникает термоэлектродвижущая сила, которая зависит от разности температур контактов и природы применяемых материалов. Чувствительность термопар выше, если их соединять последовательно. Эти соединения называются **термобатареями** (или **термостолбиками**).

2. Явление Пельтье (1834). Французский физик Ж. Пельтье (1785—1845) обнаружил, что при прохождении через контакт двух различных проводников электрического тока в зависимости от его направления помимо джоулевой теплоты выделяется или поглощается дополнительная теплота. Таким образом, явление Пельтье является обратным по отношению к явлению Зеебека. В отличие от джоулевой теплоты, которая пропорциональна квадрату силы тока, теплота Пельтье пропорциональна первой степени силы тока и меняет знак при изменении направления тока.

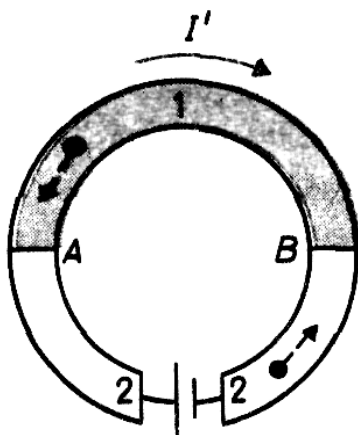


Рис. 4

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух разнородных металлических проводников 1 и 2 (рис. 4), по которым пропускается ток I' (его направление в данном случае выбрано совпадающим с направлением термотока (на рис. 3 при условии $T_1 > T_2$)). Согласно наблюдениям Пельтье, спай А, который при явлении Зеебека поддерживался бы при более высокой температуре, будет теперь охлаждаться, а спай В — нагреваться. При изменении направления тока I' спай А будет нагреваться, спай В — охлаждаться.

Объяснить явление Пельтье можно следующим образом. Электроны по разную сторону спая обладают различной средней энергией (полной — кинетической плюс потенциальной). Если электроны (направление их движения задано на рис. 4 пунктирными стрелками) пройдут через спай В и попадут в область с меньшей энергией, то избыток своей энергии они отдадут кристаллической решетке и спай будет нагреваться. В спае А электроны переходят в область с большей энергией, забирая теперь недостающую энергию у кристаллической решетки, и спай будет охлаждаться.

Явление Пельтье используется в термоэлектрических полупроводниковых холодильниках, созданных впервые в 1954 г. под руководством А. Ф. Иоффе, и в некоторых электронных приборах.

3. Явление Томсона (1856). Вильям Томсон (Кельвин), исследуя термоэлектрические явления, пришел к заключению, подтвердив его экспериментально, что при прохождении тока по *неравномерно* нагретому проводнику должно происходить дополнительное выделение (поглощение) теплоты, аналогичной теплоте Пельтье. Это явление получило название явления Томсона. Его можно объяснить следующим образом. Так как в более нагретой части проводника электроны имеют большую среднюю энергию, чем в менее нагретой, то, двигаясь в направлении убывания температуры, они отдают часть своей энергии решетке, в результате чего происходит выделение теплоты Томсона.

Контрольные вопросы

1. Носители тока в металлах.
2. Вывод закона Ома из классической теории электропроводности металлов.
3. Вывод закона Джоуля-Ленца из классической теории электропроводности металлов.
4. Вывод закона Видемана-Франца из классической теории электропроводности металлов.
5. Работа выхода электронов из металла.
6. Эмиссионные явления и их применение.
7. Термоэлектрические явления и их применение.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ВАКУУМЕ, ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ

Ионизация и рекомбинация газов

Газы при не слишком высоких температурах и при давлениях, близких к атмосферному, являются хорошими изоляторами. Если поместить в сухой атмосферный воздух заряженный электромметр с хорошей изоляцией, то его заряд долго остается неизменным. Это объясняется тем, что газы при обычных условиях состоят из нейтральных атомов и молекул и не содержат свободных зарядов (электронов и ионов). Газ становится проводником электричества, когда некоторая часть его молекул *ионизуется*, т.е. произойдет расщепление нейтральных атомов и молекул на ионы и свободные электроны. Для этого газ надо подвергнуть действию какого-либо *ионизатора* (например, поднеся к заряженному электромметру пламя свечи, наблюдаем спад его заряда; здесь электропроводность газа вызвана нагреванием).

Таким образом, при *ионизации газов* под действием какого-либо ионизатора происходит вырывание из электронной оболочки атома или молекулы одного или нескольких электронов, что приводит к образованию свободных электронов и положительных ионов. Электроны могут присоединяться к нейтральным молекулам и атомам, превращая их в отрицательные ионы. Следовательно, в ионизованном газе имеются положительные и отрицательные ионы и свободные электроны. Прохождение электрического тока через газы называется *газовым разрядом*.

Ионизация газов может происходить под действием различных ионизаторов: сильный нагрев (столкновения быстрых молекул становятся настолько сильными, что они разбиваются на ионы), коротковолновое электромагнитное излучение (ультрафиолетовое, рентгеновское и γ -излучения), корпускулярное излучение (потoki электронов, протонов, α -частиц) и т. д. Для того чтобы выбить из молекулы (атома) один электрон, необходимо затратить определенную энергию, называемую *энергией ионизации*, значения которой для атомов различных веществ лежат в пределах 4 — 25 эВ.

Одновременно с процессом ионизации газа всегда идет и обратный процесс — *процесс рекомбинации*: положительные и отрицательные ионы, положительные ионы и электроны, встречаясь, воссоединяются между собой с образованием нейтральных атомов и молекул. Чем больше ионов возникает под действием ионизатора, тем интенсивнее идет и процесс рекомбинации.

Строго говоря, проводимость газа никогда не равна нулю, так как в нем всегда имеются свободные заряды, образующиеся в результате действия на газы излучения радиоактивных веществ, имеющих на поверхности Земли, а также космического излучения. Эта незначительная проводимость воздуха (интенсивность ионизации под действием указанных факторов невелика) служит причиной утечки зарядов наэлектризованных тел даже при хорошей их изоляции.

Характер газового разряда определяется составом газа, его температурой и давлением, размерами, конфигурацией и материалом электродов, приложенным напряжением, плотностью тока.

Ток в вакууме. В вакууме нет носителей заряда. Для образования тока их необходимо внести извне. Одним из способов является внесение в вакуум накаливаемой металлической пластины (проволоки). При нагревании проволоки свободные электроны металла приобретают энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера на границе металл — вакуум, и, совершив работу выхода, покидают металл, образуя вблизи него электронное облако. Это явление называют **термоэлектронной эмиссией**.

В радиотехнике и в устройствах по автоматическому управлению различными процессами широкое применение получили **электронные** или **катодные лампы**, в которых используется электронный поток от нагреваемого катода к аноду. Эти лампы применяются для:

- 1) выпрямления переменных токов;
- 2) усиления слабых колебаний токов или потенциалов;
- 3) генерирования электромагнитных колебаний.

Несамостоятельный и самостоятельный газовый разряд

В результате действия ионизатора газ приобретает некоторую проводимость и в цепи потечет ток, зависимость которого от приложенного напряжения приведена на рис. 1.



Рис. 1

На участке кривой *OA* сила тока возрастает пропорционально напряжению, т. е. выполняется закон Ома. При дальнейшем увеличении напряжения закон Ома нарушается: рост силы тока замедляется (участок *AB*) и наконец прекращается совсем (участок *BC*). Это достигается в том случае, когда ионы и электроны, создаваемые внешним ионизатором за единицу времени, за это же время достигают электродов. В результате получаем ток насыщения ($I_{нас}$), значение которого определяется мощностью ионизатора. Ток насыщения, таким образом, является мерой ионизирующего действия ионизатора. Если в режиме *OC* прекратить действие ионизатора, то прекращается и разряд. **Разряды**, существующие только под действием внешних ионизаторов, называются **несамостоятельными**. При дальнейшем увеличении напряжения между электродами сила тока вначале медленно (участок

CD), а затем резко (участок DE) возрастает. **Разряд** в газе, сохраняющийся после прекращения действия внешнего ионизатора, называется **самостоятельным**.



При больших напряжениях возникающие под действием внешнего ионизатора электроны, сильно ускоренные электрическим полем, сталкиваясь с нейтральными молекулами газа, ионизируют их, в результате чего образуются вторичные электроны и положительные ионы. Положительные ионы движутся к катоду, а электроны — к аноду. Вторичные электроны вновь ионизируют молекулы газа, и, следовательно, общее количество электронов и ионов будет возрастать по мере продвижения электронов к аноду лавинообразно. Это является причиной увеличения электрического тока на участке CD (см. рис. 1). Описанный процесс называется **ударной ионизацией**.

В результате описанных процессов число ионов и электронов в объеме газа лавинообразно возрастает и разряд становится самостоятельным, т.е. сохраняется после прекращения действия внешнего ионизатора. Напряжение, при котором возникает самостоятельный разряд, называется **напряжением пробоя**.

Самостоятельный газовый разряд и его типы

В зависимости от давления газа, конфигурации электродов, параметров внешней цепи можно говорить о четырех типах самостоятельного разряда: *тлеющем, искровом, дуговом и коронном*.

1. Тлеющий разряд возникает при низких давлениях. Если к электродам, впаянным в стеклянную трубку длиной 30 — 50 см, приложить постоянное напряжение в несколько сотен вольт, постепенно откачивая из трубки воздух, то при давлении $\approx 5,3$ — $6,7$ кПа возникает разряд в виде светящегося извилистого шнура красноватого цвета, идущего от катода к аноду.

Тлеющий разряд широко используется в технике. Так как свечение положительного столба имеет характерный для каждого газа цвет, то его используют в газосветных трубках для светящихся надписей и реклам (например, неоновые газоразрядные трубки дают красное свечение, аргоновые — синевато-зеленое). В лампах дневного света, более экономичных, чем лампы накаливания, излучение тлеющего разряда, происходящее в парах ртути, поглощается нанесенным на внутреннюю поверхность трубки флуоресцирующим веществом (*люминофором*), начинающим под воздействием поглощенного излучения светиться. Спектр свечения при соответствующем подборе люминофоров близок к спектру солнечного излучения. Тлеющий разряд используется для **катодного напыления** металлов. Вещество катода в тлеющем разряде вследствие бомбардировки положительными ионами, сильно нагреваясь, переходит в парообразное состояние. Помещая вблизи катода различные предметы, их можно покрыть равномерным слоем металла.

2. Искровой разряд возникает при больших напряжениях электрического поля ($\approx 3 \cdot 10^6$ В/м) в газе, находящемся под давлением порядка атмосферного. Искра имеет вид ярко светящегося тонкого канала, сложным образом изогнутого и разветвленного.

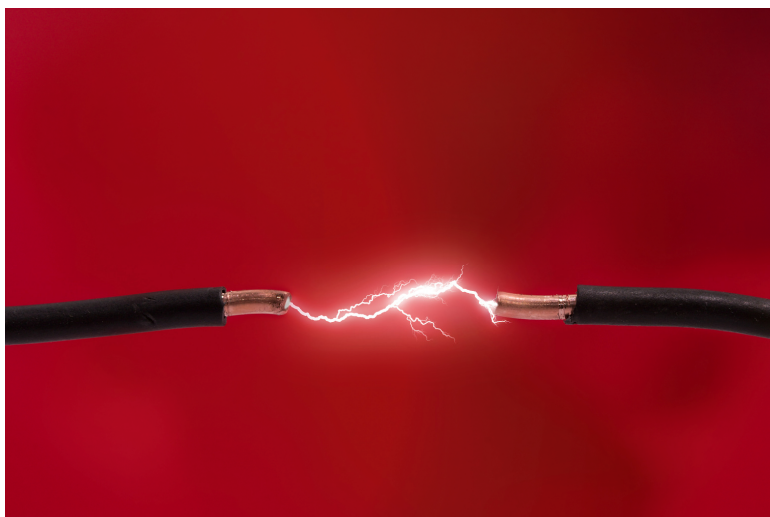


Объяснение искрового разряда дается на основе **стримерной теории**, согласно которой возникновению ярко светящегося канала искры предшествует появление слабосветящихся скоплений ионизованного газа — **стримеров**.

Быстрый нагрев газа ведет к повышению давления и возникновению ударных волн, объясняющих звуковые эффекты при искровом разряде — характерное потрескивание в слабых разрядах и мощные раскаты грома в случае молнии, являющейся примером мощного искрового разряда между грозовым облаком и Землей или между двумя грозовыми облаками.

Искровой разряд используется для воспламенения горючей смеси в двигателях внутреннего сгорания и предохранения электрических линий передачи от перенапряжений (искровые разрядники). При малой длине разрядного промежутка искровой разряд вызывает разрушение (эрозию) поверхности металла, поэтому он применяется для электроискровой точной обработки металлов (резание, сверление). Его используют в спектральном анализе для регистрации заряженных частиц (искровые счетчики).

3. Дуговой разряд. Если после зажигания искрового разряда от мощного источника постепенно уменьшать расстояние между электродами, то разряд становится непрерывным — возникает дуговой разряд. При этом сила тока резко возрастает, достигая сотен ампер, а напряжение на разрядном промежутке падает до нескольких десятков вольт.



Дуговой разряд находит широкое применение для сварки и резки металлов, получения высококачественных сталей (дуговая печь) и освещения (прожекторы, проекционная аппаратура). Широко применяются также дуговые лампы с ртутными электродами в кварцевых баллонах, где дуговой разряд возникает в ртутном паре при откачанном воздухе. Дуга, возникающая в ртутном паре, является мощным источником ультрафиолетового излучения и используется в медицине (например, кварцевые лампы). Дуговой разряд при низких давлениях в парах ртути используется в ртутных выпрямителях для выпрямления переменного тока.

4. Коронный разряд — высоковольтный электрический разряд при высоком (например, атмосферном) давлении в резко неоднородном поле вблизи электродов с большой кривизной поверхности (например, острия). Когда напряженность поля вблизи острия достигает 30 кВ/см, то вокруг него возникает свечение, имеющее вид короны, чем и вызвано название этого вида разряда.



В естественных условиях корона возникает под влиянием атмосферного электричества у вершин мачт (на этом основано действие молниеотводов), деревьев. Вредное действие короны вокруг проводов высоковольтных линий передачи проявляется в возникновении вредных токов утечки. Для их снижения провода высоковольтных линий делают толстыми. Коронный разряд, являясь прерывистым, становится также источником радиопомех.

Используется коронный разряд в электрофильтрах, применяемых для очистки промышленных газов от примесей. Газ, подвергаемый очистке, движется снизу вверх в вертикальном цилиндре, по оси которого расположена коронирующая

проволока. Ионы, имеющиеся в большом количестве во внешней части короны, оседают на частицах примеси и увлекаются полем к внешнему некоронирующему электроду и на нем оседают. Коронный разряд применяется также при нанесении порошковых и лакокрасочных покрытий.

Плазма и ее свойства

Плазмой называется сильно ионизованный газ, в котором концентрации положительных и отрицательных зарядов практически одинаковы. Различают **высокотемпературную плазму**, возникающую при сверхвысоких температурах, и **газоразрядную плазму**, возникающую при газовом разряде. Плазма характеризуется **степенью ионизации** α — отношением числа ионизованных частиц к полному их числу в единице объема плазмы. В зависимости от величины α говорят о **слабо** (α составляет доли процента), **умеренно** (α — несколько процентов) и **полностью** (α близко к 100 %) **ионизованной плазме**.

Заряженные частицы (электроны, ионы) газоразрядной плазмы, находясь в ускоряющем электрическом поле, имеют разную среднюю кинетическую энергию. Это означает, что температура электронного T_e и ионного T_u газов различна, причем $T_e > T_u$. Несоответствие этих температур указывает на то, что **газоразрядная плазма** является **неравновесной**, поэтому она называется также **неизотермической**. Убыль числа заряженных частиц в процессе рекомбинации в газоразрядной плазме восполняется ударной ионизацией электронами, ускоренными электрическим полем. Прекращение действия электрического поля приводит к исчезновению газоразрядной плазмы.

Высокотемпературная плазма является **равновесной**, или **изотермической**, т. е. при определенной температуре убыль числа заряженных частиц восполняется в результате термической ионизации. В такой плазме соблюдается равенство средних кинетических энергий, составляющих плазму различных частиц. В состоянии подобной плазмы находятся звезды, звездные атмосферы, Солнце. Их температура достигает десятков миллионов градусов.

Плазма обладает следующими основными **свойствами**: высокой степенью ионизации газа, в пределе — полной ионизацией; равенством нулю результирующего пространственного заряда (концентрация положительных и отрицательных частиц в плазме практически одинакова); большой электропроводностью, причем ток в плазме создается в основном электронами, как наиболее подвижными частицами; свечением; сильным взаимодействием с электрическим и магнитным полями; колебаниями электронов в плазме с большой частотой ($\approx 10^8$ Гц), вызывающими общее вибрационное состояние плазмы; «коллективным» — одновременным взаимодействием громадного числа частиц (в обычных газах частицы взаимодействуют друг с другом попарно). Эти свойства определяют качественное своеобразие плазмы, позволяющее считать ее **особым, четвертым, состоянием вещества**.

Изучение физических свойств плазмы дает возможность, с одной стороны, решать многие проблемы астрофизики, поскольку в космическом пространстве плазма — наиболее распространенное состояние вещества, а с другой — открыва-

ет принципиальные возможности осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Низкотемпературная плазма ($< 10^5$ К) применяется в газовых лазерах, термоэлектронных преобразователях и магнитогидродинамических генераторах (МГД-генераторах) — установках для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую, в плазменных ракетных двигателях, весьма перспективных для длительных космических полетов.

Низкотемпературная плазма, получаемая в плазмотронах, используется для резки и сварки металлов, для получения некоторых химических соединений (например, галогенидов инертных газов), которые не удастся получить другими способами, и т.д.

Электрические токи в жидкости. Законы электролиза

Электрический ток в электролите. *Электролитом* называется раствор, в котором молекулы растворяемого вещества (все или часть) распадаются на ионы, т. е. диссоциируют, а также в котором при пропускании тока происходят химические превращения. К электролитам относят растворы солей, кислот, щелочей в воде или иных жидкостях, а также расплавы солей, являющихся в твердом состоянии ионными кристаллами.

Электролизом называется явление выделения вещества на электродах при прохождении тока через электролит.

Анионы (отрицательные ионы), перемещаясь к аноду и достигая его, окисляются, отдавая электрон.

Катионы (положительные ионы), перемещаясь к катоду, восстанавливаются и получают электроны.

Законы электролиза (законы Фарадея).

Первый закон: масса вещества, выделившегося на электроде, прямо пропорциональна заряду, протекающему через электролит: $m = kq$ или, так как $q = It$,

$$m = kIt, \quad (1)$$

где k - *электрохимический эквивалент*, численно равный массе выделившегося вещества при прохождении одного кулона электричества через электролит. В системе СИ электрохимический эквивалент выражается в килограммах на кулон (кг/Кл).

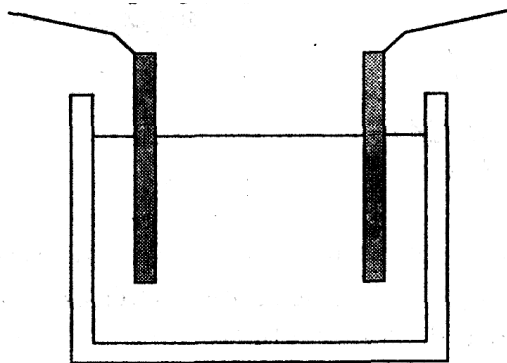


Рис. 2

На рис. 2 представлена схема электролитического приспособления. В сосуд, заполненный электролитом, погружены два электрода - анод и катод. Создается

электрическое поле, которое воздействует на молекулы электролитического состава и вызывает их диссоциацию, т.е. распад на ионы - анион и катион. Под действием сил электростатического притяжения ионы начинают двигаться к электроду с противоположным знаком заряда.

Второй закон: электрохимические эквиваленты веществ прямо пропорциональны их химическим эквивалентам:

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{x_1}{x_2}.$$

Химический эквивалент — это отношение атомной массы вещества к его валентности, кг/моль или килограмм-эквивалентом (кг·эkv.):

$$x = \frac{A}{n},$$

где A - атомный вес; n - валентность.

Второй закон можно записать иначе:

$$\frac{x}{k} = F = const,$$

где F — постоянная Фарадея, равная $96,5 \cdot 10^3$ Кл/моль ($9,65 \cdot 10^7$ Кл/кг·эkv.). Постоянная Фарадея показывает, что для выделения 1 моль вещества через раствор должно пройти 96 500 Кл.

Пользуясь законами электролиза, можно определить минимально возможный элементарный заряд, разделив постоянную Фарадея на постоянную Авогадро:

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{96,5 \cdot 10^3 \text{ Кл/моль}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Первый и второй законы электролиза можно объединить в одну формулу:

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{n} q = \frac{1}{F} \frac{A}{n} It,$$

где I — сила тока, t — время его прохождения.

В медицине постоянный ток применяют с лечебной целью. На организм действуют незначительным (10—15 мА) постоянным током. Это действие называют **гальванизацией**. Ток от батареи подводится к свинцовым электродам, накладываемым на тело больного. Между электродами и поверхностью тела для предупреждения прижигания кожи накладывают прокладку из гигроскопической материи. Если растворами лекарственных веществ смочить эту прокладку, то ионы веществ попадут в организм (лечебный электрофорез). Таким образом, электрофорез основан на использовании тока в электролите. Потенциостат в технике. Нанесение покрытий из чистых металлов и т.д.

Контрольные вопросы

1. Ионизация и рекомбинация газов.
2. Самостоятельный газовый разряд.
3. Несамостоятельный газовый разряд.
4. Ударная ионизация.

5. Напряжение пробоя.
6. Типы самостоятельного газового разряда.
7. Плазма и ее свойства.
8. Электрические токи в жидкости.
9. Законы электролиза.
10. Гальванизация.