

**Ю.Ю. Громов, М.А. Желтов, Н.А. Земской,
О.Г. Иванова, Ю.А. Костылев, А.В. Лагутин**

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ

Министерство образования и науки Российской Федерации
Тамбовский государственный технический университет

**Ю.Ю. Громов, М.А. Желтов, Н.А. Земской,
О.Г. Иванова, Ю.А. Костылев, А.В. Лагутин**

**Э Л Е К Т Р И Ч Е С Т В О И
М А Г Н Е Т И З М**

Учебно-методическое пособие

Тамбов
Издательство ТГТУ
2004

УДК 537(075)
ББК В33я73-5
Э454

Р е ц е н з е н т

Доктор физико-математических наук, профессор
В.А. Федоров

**Громов Ю.Ю., Желтов М.А., Земской Н.А.,
Иванова О.Г., Костылев Ю.А., Лагутин А.В.**

Э454 Электричество и магнетизм: Учебно-методическое пособие. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2004. 64 с.

Учебно-методическое пособие знакомит иностранных учащихся с основными понятиями физики электрических и магнитных явлений. Оно содержит тексты, лексико-грамматические материалы, вопросы и упражнения, позволяющие студентам овладеть основными понятиями и определениями физики электромагнетизма. Структура и содержание пособия обеспечивают преемственность в обучении на предвузовском этапе подготовки и первых курсах высших учебных заведений.

Предназначено для студентов-иностранцев, проходящих предвузовскую подготовку.

УДК 537(075)
ББК В33я73-5

© Громов Ю.Ю., Желтов М.А., Земской Н.А.,
Иванова О.Г., Костылев Ю.А., Лагутин А.В.,
2004

© Тамбовский государственный
технический университет (ТГТУ), 2004

Э Л Е К Т Р И Ч Е С Т В О И М А Г Н Е Т И З М

Учебно-методическое пособие

Редактор Т.М. Глинкина
Инженер по компьютерному макетированию Е.В. Кораблева

Подписано к печати 7.10.2004
Формат 60 × 84/16. Бумага офсетная. Печать офсетная
Гарнитура Times. Объем: 3,72 усл. печ. л.; 3,5 уч.-изд. л.
Тираж 150 экз. С. 662

Издательско-полиграфический центр
Тамбовского государственного технического университета
392000, г. Тамбов, ул. Советская, 106, к. 14

1 ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

1.1 Электрический заряд

Одной из основных характеристик большинства элементарных частиц является электрический заряд. Существует два вида электрических зарядов – положительные и отрицательные. Между заряженными элементарными частицами возникает электромагнитное взаимодействие. Электромагнитное взаимодействие – это один из четырех видов фундаментальных взаимодействий, которые управляют всеми известными процессами во Вселенной. Электромагнитное взаимодействие проявляется в форме притяжения или отталкивания между заряженными частицами при их взаимном сближении. Экспериментально установлено, что существует минимальная величина электрического заряда. Она одинакова по модулю для положительных и отрицательных зарядов. Этот минимальный заряд равен $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

1.2 Электризация тел

Суммарный заряд q любого заряженного тела пропорционален величине минимального заряда $q = ne$ (n – целое число). Другими словами электрический заряд дискретен. Минимальный электрический заряд имеют элементарные частицы. Протон имеет положительный минимальный электрический заряд $(+e)$. Электрон имеет отрицательный минимальный заряд $(-e)$. В нормальном состоянии числа протонов и электронов в атомах совпадают. Это обеспечивает электронейтральность атомов. Суммарный положительный заряд протонов любого макроскопического тела уравнивается отрицательным зарядом всех электронов. Чтобы зарядить тело, нужно нарушить этот баланс. Это можно сделать двумя способами. Первый способ состоит в удалении электронов из электронных оболочек атомов. Второй способ заключается в присоединении электронов к электронным оболочкам атомов.

Практически создать заряд на теле можно, потеряв его о другое тело. Стекло, потертое о шелк, оказывается положительно заряженным. При этом шелк заряжается отрицательно. Одно и то же вещество при трении может получать заряды разного знака. Так, при трении стекла об асбест стекло заряжается отрицательно. При этом асбест заряжается положительно.

Трение – это только один из многих способов электризации вещества. Тело может заряжаться при соприкосновении с другим заряженным телом, при нагревании, при воздействии различных излучений и т.д.

1.3 Закон сохранения заряда

При взаимном трении электронейтральных тел заряды перераспределяются между телами. На одном из тел количество электронов уменьшается, а на другом – увеличивается. Если система трущихся тел электрически изолирована от других тел, то в такой системе выполняется закон сохранения электрического заряда.

Алгебраическая сумма зарядов электрически изолированной системы постоянна:
 $q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const}.$

Закон сохранения заряда справедлив в любой инерциальной системе отсчета. Измеряя заряд одного и того же тела в различных инерциальных системах отсчета, мы получим одно и то же значение.

1.4 Закон Кулона

Количественно сила взаимодействия двух заряженных тел вычисляется по закону Кулона. Этот закон справедлив для точечных зарядов.

Точечный заряд – заряженное тело, размер которого много меньше его расстояния до другого заряда.

Пусть два точечных заряда q_1 и q_2 находятся на расстоянии r друг от друга. Тогда сила F_{12} их взаимодействия вычисляется по формуле:

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1q_2}{r^2}, \quad (1.4.1)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл²/(Н·м²), а ϵ – диэлектрическая проницаемость среды. Диэлектрическая проницаемость среды указывает, во сколько раз сила взаимодействия двух точечных зарядов в данной среде меньше, чем в вакууме. Диэлектрическая проницаемость вакуума принимается равной единице. Читается закон Кулона так.

Сила взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами прямо пропорциональна произведению модулей зарядов, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними и направлена по прямой, соединяющей заряды.

В системе СИ электрический заряд измеряется в кулонах. Заряд в 1 кулон – это очень большая единица заряда. Заряд в 1 кулон можно создать на теле, поместив на него дополнительно $6 \cdot 10^{18}$ электронов. Два заряда по 1 Кл, расположенные в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга, взаимодействуют с силой $F = 9 \cdot 10^9$ Н. По сравнению с электростатическим взаимодействием, известное нам гравитационное взаимодействие чрезвычайно мало. Например, в атоме водорода отношение $F_{\text{к}}/F_{\text{г}} = 2,3 \cdot 10^{39}$. Другими словами, гравитационное взаимодействие между протоном и электроном в атоме водорода ничтожно мало по сравнению с их электростатическим взаимодействием.

1.5 Электрическое поле

Взаимодействие зарядов осуществляется через электрическое поле. Скорость распространения электрического взаимодействия конечна и равна скорости света. Поэтому действие одного заряда на другой начинается не мгновенно. Создадим заряд $+q_1$. Тогда заряд $+q_2$, находящийся от него на расстоянии r , начинает отталкиваться, спустя время $t = r/c$. Здесь c – скорость света, равная $3 \cdot 10^8$ м/с. Если один из зарядов находится на Луне, а другой на Земле, то $r = 3,8 \cdot 10^8$ м. Отталкивание зарядов начнется через 1,27 с.

Электрические заряды являются источниками электромагнитного взаимодействия, распространяющегося со скоростью света.

1.6 Напряженность электрического поля

Электрическое поле действует на заряды, помещенные в это поле. Поэтому электрическое поле в любой точке можно характеризовать силой, действующей на заряд, помещенный в эту точку. Этот заряд принято называть пробным. Пробный заряд – это простейший прибор для изучения электрического поля. Поэтому он должен удовлетворять определенным требованиям. Во-первых, он должен иметь малые геометрические размеры. Только в этом случае мы будем получать значение электрического поля в точке. Во-вторых, величина пробного заряда должна быть мала. Только в этом случае внесение пробного заряда в электрическое поле не будет изменять этого поля.

Пусть электрическое поле создано зарядом q . Внесем в это поле пробный положительный заряд q_0 . По закону Кулона на него действует сила

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{qq_0}{r^2}. \quad (1.6.1)$$

Эта сила зависит от величины пробного заряда. Однако, отношение силы к величине пробного заряда зависит только от расстояния. Это отношение используют для характеристики электрического поля. Эту характеристику называют напряженностью электрического поля. Напряженность электрического поля – это силовая характеристика поля.

Напряженность электростатического поля – векторная физическая величина, равная отношению силы Кулона, с которой поле действует на пробный заряд, помещенный в данную точку поля, к величине этого заряда.

Для напряженности электрического поля точечного заряда из определения и закона Кулона (1.6.1) получаем

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2}. \quad (1.6.2)$$

В системе СИ напряженность электрического поля измеряют в ньютонах/кулон (Н/Кл). Направление вектора напряженности совпадает с направлением силы Кулона, действующей на положительный заряд, помещенный в данную точку поля.

Как правило, электростатические поля создаются несколькими зарядами. Согласно принципу суперпозиции сил, результирующая сила, действующая на пробный заряд, равна векторной сумме сил, с которыми на него действует заряд. Поэтому из определения вектора напряженности электростатического поля вытекает принцип суперпозиции электростатических полей.

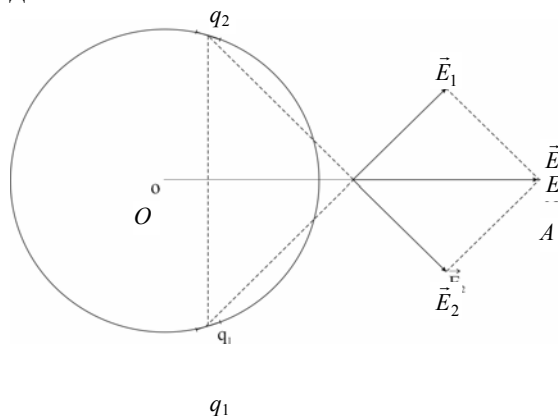
Напряженность поля системы зарядов в данной точке равна векторной сумме напряженностей полей, созданных в этой точке каждым зарядом в отдельности.

Принцип суперпозиции позволяет вычислять напряженность электростатического поля, созданного произвольной системой зарядов.

1.7 Напряженность поля заряженной сферы

Принцип суперпозиции позволяет рассчитать напряженность электростатического поля, созданного заряженными телами конечных размеров. Такие расчеты проводят по следующей схеме:

- 1) Тело мысленно разбивают на точечные заряды;
- 2) Находится напряженность поля, созданного в данной точке поля каждым точечным зарядом;
- 3) Напряженность поля находится суммированием напряженностей полей, созданных всеми точечными зарядами.



$$q_1 = q_2; \quad |\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|; \quad \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Рис. 1.7.1

Найдем напряженность электростатического поля, созданного положительным зарядом q , равномерно распределенным на поверхности сферы радиуса R .

Мысленно разобьем сферу на части так, чтобы каждая часть имела одинаковый заряд. Разбиение проводим так, чтобы каждая часть имела один и тот же заряд. Любые два диаметрально противоположных заряда создают в центре сферы равные по модулю и противоположные по направлению напряженности. Поэтому напряженность электрического поля в центре сферы равна нулю. Другими словами, внутри заряженной сферы электростатическое поле отсутствует. Проведем из центра сферы луч OA . Любые два заряда симметричные относительно отрезка OA создают напряженность вдоль оси отрезка OA (рис. 1.7.1). Луч OA направлен вдоль радиуса сферы. Поэтому вектор напряженности электростатического поля положительно заряженной сферы направлен вдоль радиуса от центра сферы. Если сфера заряжена отрицательно, то вектор напряженности направлен по радиусу к центру сферы. Если нас интересует напряженность поля сферы на больших расстояниях от сферы, то сферу можно рассматривать как точечный заряд. Тогда напряженность электростатического поля заряженной сферы вне сферы равна

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2}, \text{ где } r \gg R. \quad (1.7.1)$$

Напряженность поля вне равномерно заряженной сферы совпадает с напряженностью поля точечного заряда, равного заряду сферы и помещенного в ее центре.

1.7 Электрическое поле заряженной плоскости

Рассмотрим электрическое поле бесконечно протяженной заряженной плоскости. Предположим, что заряд q равномерно распределен по плоскости. Характеристикой распределения заряда по плоскости является поверхностная плотность заряда.

Поверхностная плотность заряда – физическая величина, равная отношению заряда, равномерно распределенного по поверхности площадью S , к величине площади.

Поверхностную плотность заряда принято обозначать греческой буквой σ . По определению имеем

$$\sigma = \frac{q}{S}. \quad (1.8.1)$$

Поверхностная плотность заряда измеряется в Кл/м².

Мысленно разобьем положительно заряженную плоскость на пары одинаковых зарядов, симметричных относительно некоторой точки O . Проведем перпендикуляр к плоскости, проходящий через точку O . Напряженность поля в любой точке перпендикуляра, созданная любой парой зарядов, будет направлена вдоль перпендикуляра от плоскости.

Линии напряженности положительно заряженной бесконечной плоскости направлены от плоскости перпендикулярно ее поверхности.

Если плоскость будет заряжена отрицательно, то, рассуждая аналогично, получим, что линии напряженности направлены перпендикулярно к плоскости. Численное значение вектора напряженности вычисляется по формуле

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (1.8.2)$$

Если заряженная плоскость конечна, то полученные результаты справедливы на расстояниях малых по сравнению с геометрическими размерами плоскости.

Слова и словосочетания

Заряд	Положительный заряд Отрицательный заряд Пробный заряд
Элементарный	Элементарный заряд
Электромагнитный	Элементарная частица
Электромагнитное	Электромагнитное взаимодействие
Электризация	Фундаментальные взаимодействия
Дискретный	
Протон, электрон	
Перераспределение, перераспределяться	Электронейтральность атома Перераспределение зарядов
Взаимодействие зарядов	Электрически изолированная система
Электростатическое взаимодействие	
Диэлектрический	
Вакуум	Диэлектрическая проницаемость
Притяжение, отталкивание	Электрическое поле
Напряженность	Однородное поле
Характеристика, характеризовать	Электромагнитное взаимодействие Напряженность электрического поля
Суперпозиция	Вектор напряженности
Система зарядов	Линии напряженности
Распределенный	Силовая характеристика
Бесконечность	Принцип суперпозиции
Бесконечно протяженный	Равномерно распределенный
Поверхностный	Распределенный по поверхности Поверхностная плотность заряда

Вопросы для самопроверки

- 1 В чем заключается закон сохранения заряда? Приведите примеры проявления этого закона.
- 2 Запишите, сформулируйте и объясните закон Кулона.
- 3 Какие поля называют электростатическими?
- 4 Что такое напряженность электростатического поля?
- 5 Каково направление вектора напряженности электростатического поля? Единица напряженности в СИ.
- 6 В чем состоит принцип суперпозиции?

2 Энергия электромагнитного взаимодействия неподвижных зарядов

2.1 Работа по перемещению заряда в электростатическом поле

Сила электростатического взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния ($\sim 1/r^2$). По такому же закону зависит от расстояния сила гравитационного взаимодействия. Гравитационное и электростатическое поля являются потенциальными. Это означает, что работа по перемещению заряда в электростатическом поле равна разности потенциальной энергии заряженной частицы в ее начальном и конечном положениях, т.е.

$$A = W_1 - W_2. \quad (2.1.1)$$

2.2 Потенциальная энергия заряда в электростатическом поле

Потенциальная энергия отрицательного заряда $-q$ в поле положительного заряда $+Q$ вычисляется по формуле

$$W_{-q} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{Qq}{r}. \quad (2.2.1)$$

Знак минус в этой формуле означает, что между зарядами действует сила притяжения.

Потенциальная энергия положительного заряда $+q$, находящегося на расстоянии r от неподвижного заряда $+Q$, равна

$$W_{+q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{Qq}{r}. \quad (2.2.2)$$

Знак плюс в этой формуле означает, что между зарядами действует сила отталкивания. Начало отсчета потенциальной энергии в формулах (2.2.1) и (2.2.2) выбрано на бесконечно большом расстоянии, где заряды практически не взаимодействуют друг с другом.

2.3 Потенциал электростатического поля

Потенциальная энергия пробного заряда q , находящегося в электростатическом поле заряда Q , пропорциональна произведению этих зарядов (см. (2.2.1) и (2.2.2)). Отношение потенциальной энергии к величине пробного заряда не зависит от величины пробного заряда. Поэтому это отношение является энергетической характеристикой электростатического поля. Эту характеристику называют потенциалом.

Потенциал электростатического поля в данной точке – величина, равная отношению потенциальной энергии, которой обладает пробный положительный заряд, помещенный в данную точку поля, к величине этого заряда: $\varphi = W/q_0$.

Потенциал электростатического поля – скалярная физическая величина. Единицей потенциала является вольт. Один вольт равен потенциалу точки поля, в которой заряд в 1 Кл обладает потенциальной энергией 1 Дж ($1 \text{ В} = 1 \text{ Дж}/1 \text{ Кл}$). Потенциал электростатического поля, созданного точечным зарядом $+q$, вычисляется по формуле

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.3.1)$$

При удалении от положительного заряда потенциал уменьшается, а при удалении от отрицательного заряда потенциал возрастает.

На одинаковом расстоянии от заряда, т.е. на поверхности радиусом r , потенциал одинаков.

Поверхность, во всех точках которой потенциал имеет одно и то же значение, называется эквипотенциальной.

Линии напряженности электростатического поля перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям и направлены от поверхности с бóльшим потенциалом к поверхности с меньшим потенциалом.

Работа сил электростатического поля при перемещении заряда q из точки 1 в точку 2 равна

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.3.2)$$

В этой формуле φ_1 и φ_2 – потенциалы в точках 1 и 2.

Если в формуле (2.3.2) $\varphi_2 = 0$, то получаем

$$A = q\varphi. \quad (2.3.3)$$

Это позволяет дать другое определение потенциала:

Потенциал в данной точке численно равен работе сил электростатического поля по перемещению единичного положительного заряда из этой точки в точку, принятую за нуль потенциала.

Разность потенциалов между точками 1 и 2, находящимися на расстоянии r_1 и r_2 от точечного заряда $+q$, равна

$$\Delta\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2.3.4)$$

2.4 Электрическое поле в веществе

На силу взаимодействия между заряженными частицами существенно влияет среда, в которой они находятся. Любая среда уменьшает напряженность поля. В среде напряженность поля всегда меньше, чем в вакууме. Уменьшение напряженности электростатического поля в среде по сравнению с вакуумом характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью среды.

Относительная диэлектрическая проницаемость среды – число, показывающее, во сколько раз напряженность электростатического поля в однородном диэлектрике меньше, чем напряженность в вакууме: $\epsilon = \frac{E_B}{E}$.

Следовательно, напряженность поля в диэлектрике

$$E = \frac{E_B}{\epsilon}. \quad (2.4.1)$$

Для напряженности поля точечного заряда в диэлектрике получаем

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2}. \quad (2.4.2)$$

Закон Кулона в диэлектрике имеет вид

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (2.4.3)$$

2.5 Электроемкость

Экспериментально установлено, что потенциал уединенного проводника пропорционален сообщенному ему заряду. Поэтому отношение заряда проводника к его потенциалу не зависит от заряда и является характеристикой данного проводника.

Величина C , равная отношению заряда q к потенциалу φ этого проводника называется электрической емкостью проводника.

Таким образом, по определению электроемкость проводника вычисляется по формуле

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (2.5.1)$$

Электроемкость измеряется в фарадах. Это емкость такого проводника, у которого потенциал возрастает на 1 вольт при сообщении проводнику заряда в 1 кулон.

Опыт показывает, что электроемкость проводника не зависит от вещества проводника. Электроемкость проводника зависит от его формы, размеров и диэлектрической проницаемости среды, в которой находится проводник.

Определим емкость уединенного проводящего шара радиуса r , находящегося в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ . Мы знаем, что потенциал поля равномерно заряженного шара определяется по формуле

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r}. \quad (2.5.2)$$

С учетом этой формулы из (2.5.1) получаем

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r. \quad (2.5.3)$$

2.6 Конденсаторы. Плоский конденсатор

Конденсатор – это система двух разделенных диэлектриком проводников, на которых могут накапливаться заряды противоположных знаков. Проводники, образующие конденсатор, называют его обкладками. Зарядом конденсатора называют значение заряда одной из его обкладок. Форму и взаимное расположение обкладок выбирают так, чтобы электрическое поле было целиком сосредоточено внутри конденсатора. В этом случае окружающие конденсатор тела не будут влиять на электроемкость конденсатора. Это наилучшим образом достигается в плоских, цилиндрических и сферических конденсаторах.

Емкостью конденсатора называют величину, равную отношению заряда конденсатора к разности потенциалов между его обкладками, т.е.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (2.6.1)$$

Пусть имеется плоский конденсатор. Обозначим: d – расстояние между обкладками конденсатора, S – площадь обкладки, ε – диэлектрическую проницаемость среды между обкладками. Если плотность заряда на обкладках конденсатора σ , то заряд конденсатора будет

$$q = \sigma S, \quad (2.6.2)$$

а разность потенциалов равна

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed, \quad (2.6.3)$$

где E – это напряженность поля конденсатора. Электрическое поле плоского конденсатора однородно, поэтому $E = \text{const}$. Используя определение (2.6.1), с помощью (2.6.2) и (2.6.3) получим

$$C = \frac{\sigma S}{Ed}. \quad (2.6.4)$$

Известно, что напряженность поля плоской пластины с плотностью заряда σ равна

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (2.6.5)$$

С учетом (2.6.5) для электроемкости плоского конденсатора получаем из (2.6.4)

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (2.6.6)$$

Таким образом, электрическая емкость плоского конденсатора пропорциональна площади его обкладок, диэлектрической проницаемости среды и обратно пропорциональна расстоянию между обкладками.

2.7 Соединение конденсаторов

Основными характеристиками любого конденсатора являются его электроемкость и максимальное напряжение, которое он в состоянии выдержать без пробоя диэлектрика. Для получения нужной электроемкости при заданном рабочем напряжении конденсаторы соединяют между собой. Существуют три способа соединения конденсаторов: последовательное, параллельное и смешанное.

При последовательном соединении положительно заряженная обкладка первого конденсатора соединяется с отрицательно заряженной обкладкой второго конденсатора и т.д. Пусть последовательно соединены n конденсаторов (рис. 2.7.1). При этом на обкладках каждого конденсатора окажется одинаковый по модулю заряд $q_1 = q_2 = \dots = q_n = q$. Здесь q – заряд всей батареи конденсаторов. Разность потенциалов на батарее равна сумме разностей потенциалов на отдельных конденсаторах, т.е.

$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n) = (\varphi_1 - \varphi_n). \quad (2.7.1)$$

Согласно определению (2.6.1) имеем:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C_1}; \quad \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{q}{C_2}; \quad \dots; \quad \varphi_{n-1} - \varphi_n = \frac{q}{C_n}; \quad \varphi_1 - \varphi_n = \frac{q}{C}.$$

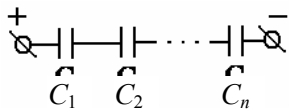


Рис. 2.7.1

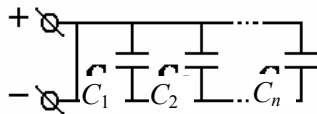


Рис. 2.7.2

Подставив значения разностей потенциалов в (2.7.1), получим

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (2.7.2)$$

Величина, обратная емкости батареи при последовательном соединении, равна сумме обратных величин емкостей отдельных конденсаторов, входящих в эту батарею.

При параллельном соединении положительная обкладка предыдущего конденсатора соединяется с положительной обкладкой последующего конденсатора, а отрицательная с отрицательной (рис. 2.7.2). При этом разности потенциалов на каждом конденсаторе будут равны, т.е. $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = \dots = \Delta\varphi_n = \Delta\varphi$. Заряд батареи конденсаторов q равен сумме зарядов на всех конденсаторах, соединенных параллельно, т.е. $q = q_1 + q_2 + \dots + q_n$. Поскольку $q = C\Delta\varphi$, $q_1 = C_1\Delta\varphi_1$, ..., $q_n = C_n\Delta\varphi_n$, то получаем

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (2.7.3)$$

Итак, емкость батареи параллельно соединенных конденсаторов равна сумме емкостей конденсаторов, входящих в эту батарею.

При смешанном соединении часть конденсаторов соединяется между собой параллельно, а остальные присоединяются к ним последовательно. При расчете емкости такой батареи поочередно применяют формулы последовательного и параллельного соединений.

2.7 Энергия заряженного конденсатора

При зарядке конденсатора совершается работа по перемещению электрических зарядов против сил электрического поля. В электростатическом поле работа переноса заряда определяется по формуле

$$A = q\Delta\varphi. \quad (2.7.1)$$

В этой формуле разность потенциалов $\Delta\varphi$ – величина постоянная. При зарядке конденсатора разность потенциалов его обкладок изменяется от нуля до некоторого значения $\Delta\varphi$. Пусть конденсатор заряжается очень медленно. Тогда поле внутри конденсатора будет практически электростатическим, а разность потенциалов будет меняться по линейному закону. В этом случае можно использовать формулу (2.7.1) и вместо $\Delta\varphi$ взять среднее арифметическое разности потенциалов. Таким образом, работа, совершаемая при зарядке конденсатора до разности потенциалов $\Delta\varphi$, равна $A = \frac{1}{2}q\Delta\varphi$. По закону сохранения энергии эта работа равна энергии заряженного конденсатора. Обозначим эту энергию W . Тогда для энергии заряженного конденсатора будет справедлива формула

$$W = \frac{1}{2}q\Delta\varphi. \quad (2.7.2)$$

ИСПОЛЬЗУЯ (2.6.1), ЭТУ ФОРМУЛУ МОЖНО ЗАПИСАТЬ ЕЩЕ В ДВУХ ВИДАХ:

$$W = \frac{1}{2}C(\Delta\varphi)^2 \quad (2.7.3)$$

и

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}. \quad (2.7.4)$$

2.8 Энергия электростатического поля

Согласно теории близкодействия, энергия конденсатора сосредоточена в электрическом поле между его обкладками. Электрическое поле плоского конденсатора однородное. Это значит, что напряженность поля плоского конденсатора не зависит от точки поля. Поэтому $\Delta\varphi = Ed$, где d – расстояние между обкладками. Напряженность E однородного электрического поля определяется по формуле

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} . \quad (2.8.1)$$

Теперь формулу (2.7.2) можно преобразовать к виду

$$W = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{\epsilon \epsilon_0} Sd = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 Sd . \quad (2.8.2)$$

Введем понятие объемной плотности энергии. Объемная плотность энергии электрического поля численно равна энергии, заключенной в единице объема этого поля. Так как $Sd = V$ – объем поля конденсатора, то

$$w = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 , \quad (2.8.3)$$

где w – объемная плотность энергии. Объемная плотность энергии электростатического поля пропорциональна квадрату напряженности этого поля.

Слова и словосочетания

Работа	Работа по перемещению заряда
Потенциальный	Потенциальная энергия
Потенциал	Потенциальное поле
Характеристика, характеризовать	Потенциал электростатического поля
Разность потенциалов	Бóльший (меньший) потенциал
Скалярная величина	Энергетическая характеристика
Эквипотенциальная поверхность	
Проницаемость	
Емкость	Диэлектрическая проницаемость
Проводник	Емкость проводника
Диэлектрик	Плоский конденсатор
Конденсатор	Обкладки конденсатора
Пропорциональность	Прямо пропорциональный
Последовательно	Обратно пропорциональный
Параллельно	Последовательное соединение
Зарядка, зарядить, заряженный	Параллельное соединение
	Батарея конденсаторов
	Заряженный конденсатор
Плотность энергии	Энергия заряженного конденсатора
	Работа переноса заряда
	Объемная плотность энергии

Вопросы для самопроверки

- 1 Дайте определение потенциала. Каковы единицы измерения потенциалов?
- 2 Какова связь между напряженностью и потенциалом?
- 3 Каков физический смысл понятия потенциал?
- 4 Что такое эквипотенциальная поверхность?
- 5 Что называют конденсатором?
- 6 Чему равно значение электрической постоянной?
- 7 Что такое диэлектрическая проницаемость среды? Каков ее смысл?
- 8 Три одинаковых конденсатора один раз соединены последовательно, а другой – параллельно. Во сколько раз и когда емкость батареи будет больше?
- 9 Запишите формулы для вычисления энергии заряженного конденсатора и объемной плотности энергии электрического поля.

3 ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

3.1 Электрический ток. Сила тока

Электрическим током называют упорядоченное движение заряженных частиц. Ток, образованный заряженными частицами, движущимися по проводнику, называют током проводимости. За направление электрического тока принимают направление движения положительных зарядов. Если проводимость осуществляется отрицательно заряженными частицами, направление тока противоположно направлению движения этих частиц. Прохождение тока по проводнику сопровождается магнитным, тепловым и химическим действиями.

Вокруг всякого проводника с током всегда существует магнитное поле. Оно действует на движущиеся заряды и постоянные магниты. Проводник, по которому течет ток, нагревается. При прохождении электрического тока через электролиты выделяются вещества.

3.2 Условия существования тока

Опыт показывает, что для возникновения и существования тока проводимости нужно, чтобы: а) в данной среде имелись свободные электрические заряды; б) существовало электрическое поле, вызывающее и поддерживающее их упорядоченное движение. Одни только электрические силы не могут длительное время поддерживать электрический ток. Для создания и поддержания электрического тока должны действовать силы неэлектрической природы. Эти силы называют сторонними силами. Устройство, обеспечивающее действие в проводнике сторонних сил, называют источником тока. В источнике электрического тока сторонние силы совершают работу против кулоновской силы по разделению отрицательных и положительных зарядов. В результате заряды накапливаются на разноименных полюсах источника. Это приводит к возникновению и поддержанию разности потенциалов между любыми точками электрической цепи. Таким образом, для существования электрического тока в замкнутой цепи нужно, чтобы в цепи был источник тока.

3.3 Сила и плотность тока

Величина, равная отношению заряда Δq , проходящего через поперечное сечение проводника за промежуток времени Δt , к значению этого промежутка, называют силой тока. Сила тока обозначается буквой I . Итак, по определению

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}. \quad (3.3.1)$$

Сила тока в системе СИ измеряется в амперах. Если в проводнике течет ток в 1 ампер, то за каждую секунду через поперечное сечение проводника проходит заряд в 1 кулон. Ток в 1 ампер определяется по магнитному взаимодействию двух параллельных прямолинейных проводников. Один ампер равен силе

неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового поперечного сечения, находящимся в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга, вызывает на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н. Сила тока – величина скалярная.

Величина, равная отношению силы тока в проводнике к площади поперечного сечения этого проводника, называют плотностью тока. Плотность тока принято обозначать буквой j . Если учесть определение силы тока, можно дать другое определение плотности тока. Плотность тока – это величина, равная отношению заряда, который переносится через поперечное сечение проводника, к площади этого сечения и времени прохождения тока. Между силой тока и плотностью тока существует очевидная связь

$$I = j\Delta t. \quad (3.3.2)$$

Плотность тока в системе СИ измеряется в амперах на метр квадратный (1 А/м^2).

Если проводником электрического тока является металл, то носителями свободного заряда являются электроны. Силу тока и плотность тока можно вычислить по формулам:

$$I = en_0sv; \quad (3.3.3)$$

$$j = en_0v, \quad (3.3.4)$$

где e – заряд электрона; n_0 – концентрация электронов; s – площадь поперечного сечения проводника; v – средняя скорость движения электронов.

В формулу (3.3.4) для плотности электрического тока входит скорость. Это векторная величина. Поэтому плотности тока приписывают направление. В векторной форме формулу (3.3.4) записывают в виде

$$\vec{j} = en_0\vec{v}. \quad (3.3.5)$$

3.4 Постоянный и переменный электрический ток

Если сила тока и его направление остаются неизменными, то электрический ток называется постоянным. Электрический ток в проводнике будет постоянным, если разность потенциалов между любыми двумя точками проводника с течением времени не будет меняться. Если ток в проводнике постоянный, то через любое поперечное сечение проводника за равные промежутки времени переносится одинаковый заряд. Для постоянного тока формулы (3.3.1) и (3.3.2) записываются так:

$$I = \frac{q}{t}; \quad (3.4.1)$$

$$I = jt. \quad (3.4.2)$$

Если сила и направление электрического тока изменяются с течением времени, то определения силы и плотности тока даются в виде:

$$i = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}; \quad (3.4.3)$$

$$j = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta t}. \quad (3.4.4)$$

Здесь I – мгновенное значение переменного тока.

3.5 Закон Ома для участка цепи

Участок электрической цепи, на котором не действуют сторонние силы, называют однородным. Опыты показывают, что в любом однородном проводнике сила электрического тока прямо пропорциональна разности потенциалов (напряжению) на концах проводника. Этот факт был экспериментально установлен немецким ученым Омом. Если ввести коэффициент пропорциональности λ , то можно записать

$$I = \lambda U. \quad (3.5.1)$$

Коэффициент λ принято называть коэффициентом электропроводности. Формула (3.5.1) выражает закон Ома для однородного участка цепи.

3.6 Электрическое сопротивление проводника

Величина, обратная коэффициенту электропроводности, называется электрическим сопротивлением проводника, т.е.

$$R = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.6.1)$$

Подставив (3.6.1) в (3.5.1), получим

$$I = \frac{U}{R}. \quad (3.6.2)$$

Это закон Ома для однородного участка цепи постоянного тока. Дадим другую формулировку закона Ома.

Сила тока в однородном проводнике пропорциональна напряжению на его концах и обратно пропорциональна сопротивлению этого проводника.

Электрическое сопротивление проводника в системе СИ измеряют в омах. По определению $1 \text{ Ом} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А}}$. Один ом – это сопротивление такого проводника, по которому проходит ток 1А при напряжении на его концах 1 В. За единицу электрической проводимости в системе СИ, называемую сименсом, принимают электропроводность проводника, имеющего сопротивление 1 Ом.

Электрическое сопротивление проводника зависит от материала проводника и геометрии проводника. Опыт показывает, что сопротивление проводника кругового сечения пропорционально его длине, обратно пропорционально площади его поперечного сечения и зависит от вещества, из которого изготовлен проводник. Эту зависимость выражают формулой

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (3.6.3)$$

где l – длина проводника; S – площадь поперечного сечения проводник; ρ – удельное сопротивление проводника. Если в формуле (3.6.3) положить $l = 1 \text{ м}$, $S = 1 \text{ м}^2$, то получим $\rho = R$. Удельное сопротивление проводника численно равно сопротивлению проводника единичной длины и единичного поперечного сечения. Удельное сопротивление проводника зависит от вещества, из которого изготовлен проводник и от состояния проводника. Единицей удельного электрического сопротивления в системе СИ является $1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Величину σ , обратную удельному сопротивлению, называют удельной проводимостью проводника, т.е.

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \quad (3.6.4)$$

Единицей удельной электропроводности в системе СИ является один сименс на метр $\left(1 \frac{\text{См}}{\text{м}}\right)$.

У металлов с увеличением температуры сопротивление возрастает. Это увеличение характеризуется температурным коэффициентом сопротивления. Он определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{R - R_0}{R_0 t} \quad (3.6.5)$$

Температурный коэффициент сопротивления проводника равен относительному изменению его сопротивления при нагревании на 1 К. Размерность $[\alpha] = \text{К}^{-1}$. Для всех металлов $\alpha > 0$. У металлических сплавов удельное электрическое сопротивление больше, чем у чистых металлов, а температурные коэффициенты сопротивления много меньше. Существуют такие сплавы, сопротивление которых практически не зависит от температуры. Примером могут служить константан и манганин. Эти сплавы используют для создания эталонных сопротивлений, шунтов и добавочных сопротивлений к измерительным приборам. Объединяя формулы (3.6.3) и (3.6.5), получим

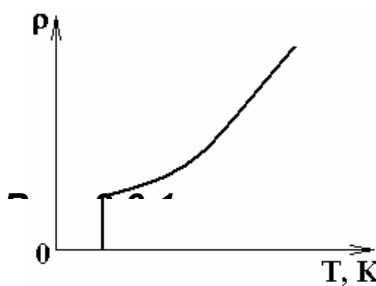
$$R = \rho_0 \frac{l}{S} (1 + \alpha t), \quad (3.6.6)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление проводника при 0°С .

Формула (3.6.6) легко преобразуется к виду

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t). \quad (3.6.7)$$

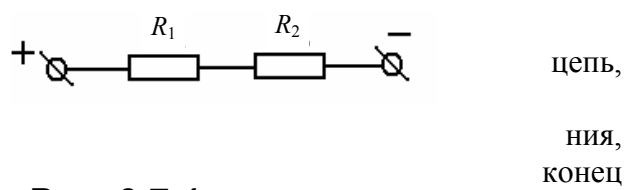
У металлов при не слишком низких и не слишком высоких температурах $\alpha = \text{const}$ и температурная зависимость удельного сопротивления является линейной. При низких температурах зависимость $\rho = f(t)$ становится нелинейной. Явление зависимости сопротивления металлических проводников от температуры используют для измерения температуры. В области низких температур наблюдается явление сверхпроводимости. Оно заключается в скачкообразном уменьшении до нуля электрического сопротивления некоторых чистых металлов, а также ряда сплавов. Сила тока в замкнутом проводнике, находящемся в сверхпроводящем состоянии, не изменяется сколь угодно долго. Это явление используют для получения очень сильных магнитных полей и для создания запоминающих устройств в некоторых типах электронно-вычислительных машин.



$T, \text{К}$

3.7 Последовательное соединение проводников

Проводники, образующие электрическую цепь, соединяются между собой различными способами. Зная сопротивление каждого проводника и способ их соединения, можно рассчитать общее сопротивление цепи. Если предыдущего проводника соединяется с началом последующего проводника (рис. 3.7.1), то соединение проводников называется последовательным. Сила тока в любом участке последовательной цепи одинакова, т.е. $I_1 = I_2 = I$. Напряжение на всей цепи U равно сумме напряжений на ее отдельных участках, т.е. $U = U_1 + U_2$. Каждый участок цепи является однородным проводником. Поэтому по закону Ома:



$$U = IR; \quad U_1 = IR_1; \quad U_2 = IR_2. \quad (3.7.1)$$

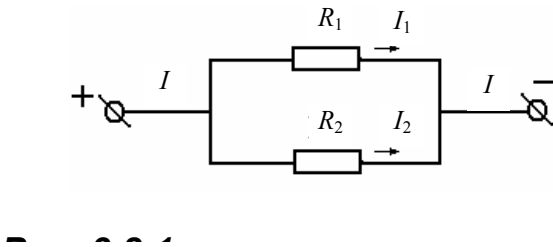
Здесь R – общее сопротивление цепи. Учитывая, что в последовательной цепи $U = U_1 + U_2$, из (3.7.1) находим

$$R = R_1 + R_2. \quad (3.7.2)$$

При последовательном соединении проводников сопротивление цепи равно сумме сопротивлений этих проводников.

3.8 Параллельное соединение проводников

При параллельном соединении проводников начала проводников соединяют в один узел, а концы в другой (рис. 3.8.1). При параллельном соединении напряжения на отдельных сопротивлениях и общее напряжение в цепи одинаковы, т.е. $U = U_1 = U_2$. Общий ток в неразветвленных участках цепи равен сумме токов в отдельных проводниках, т.е. $I = I_1 + I_2$. По закону Ома имеем:



$$I = \frac{U}{R}; \quad I_1 = \frac{U}{R_1}; \quad I_2 = \frac{U}{R_2}. \quad (3.8.1)$$

С учетом $I = I_1 + I_2$, мы получаем

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (3.8.1)$$

При параллельном соединении проводников величина, обратная сопротивлению цепи, равна сумме величин, обратных сопротивлениям этих проводников.

3.9 Работа и мощность постоянного тока

Прохождение электрического тока по проводнику – это процесс упорядоченного движения свободных зарядов в электрическом поле. При этом электрическое поле, действующее на заряды, совершает работу. Эту работу называют работой электрического тока. Работу перемещения электрического заряда в электрическом поле вычисляют по формуле $A = qU$, где U – напряжение между начальной и конечной точками перемещения ($U = \varphi_1 - \varphi_2$). Если в проводнике течет ток I , то $q = It$. Поэтому для работы электрического тока получаем формулу

$$A = IUt. \quad (3.9.1)$$

Работа в системе СИ измеряется в джоулях. Воспользовавшись законом Ома для участка цепи (3.9.1), можно записать:

$$A = \frac{U^2}{R} t; \quad (3.9.2)$$

$$A = I^2 R t. \quad (3.9.3)$$

Мощность P постоянного электрического тока определяется его работой в единицу времени, т.е.

$$P = \frac{A}{t}. \quad (3.9.4)$$

Из формул (3.9.1), (3.9.2) и (3.9.3) получаем, согласно определения (3.9.4), три формулы для вычисления мощности постоянного электрического тока:

$$P = IU; \quad P = \frac{U^2}{R}; \quad P = I^2 R. \quad (3.9.5)$$

Мощность электрического тока в системе СИ измеряют в ваттах $\left(1 \text{ Вт} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ с}}\right)$. На опыте мощность электрического тока измеряют с помощью специального прибора, называемого ваттметром.

3.10 Закон Джоуля-Ленца

Прохождение электрического тока по проводнику сопровождается превращением энергии электрического тока в другие виды энергии. Если проводник неподвижен, то энергия электрического тока превращается во внутреннюю энергию проводника. Если проводник однородный, то увеличение его внутренней энергии приводит к повышению его температуры. Проводник, по которому течет ток, нагревается. Закон, позволяющий вычислить количество теплоты, выделяющееся в проводнике с током, был установлен опытным путем английским ученым Джоулем и русским ученым Ленцем. Поэтому его называют законом Джоуля-Ленца. Он формулируется следующим образом.

Количество теплоты, выделяющееся в однородном проводнике при прохождении по нему электрического тока, пропорционально квадрату силы тока, сопротивлению проводника и времени протекания тока.

Вычислить количество теплоты Джоуля-Ленца можно по одной из следующих формул:

$$Q = I^2 R t; \quad Q = \frac{U^2}{R} t; \quad Q = I U t. \quad (3.9.5)$$

Первую формулу удобно применять при последовательном соединении проводников, а вторую – при параллельном. Третья формула используется, когда неизвестно сопротивление.

3.11 Электродвижущая сила источника тока

Мы знаем, что постоянный электрический ток в замкнутой цепи вызывается неизменным во времени электрическим полем в элементах цепи. Это электрическое поле должно непрерывно поддерживаться источником электрического тока. В источнике тока действуют сторонние силы. Они совершают работу против электростатических сил и разделяют положительные и отрицательные заряды. Это приводит к поддержанию электрического поля в цепи. Работа сторонних сил связана с превращением неэлектрической энергии в энергию электрического тока. Количественной мерой работы сторонних сил служит величина, называемая электродвижущей силой источника тока (сокращенно ЭДС). Электродвижущая сила источника обозначается \mathcal{E} . Она равна отношению работы $A_{\text{ст}}$ сторонних сил, совершаемой при перемещении по замкнутой цепи заряда q , к величине этого заряда, т.е.

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{ст}}}{q}. \quad (3.11.1)$$

В системе СИ ЭДС измеряется в вольтах.

Сторонние силы могут действовать не только в источнике электрического тока, но и на отдельных участках цепи. Такие участки называются неоднородными. ЭДС неоднородного участка цепи численно равна работе сторонних сил по перемещению единицы заряда по данному участку.

3.12 Закон Ома для полной цепи

Полная электрическая цепь состоит из двух частей: внешней и внутренней. Внутренняя часть цепи – это источники тока. Внешняя часть цепи – это различные потребители тока и подводящие провода. Сопротивление внутреннего участка обозначают буквой r , а сопротивление внешней части – буквой R . Во внутреннем участке цепи вырабатывается электрическая энергия. Ее мерой является работа сторонних сил $A_{\text{ст}} = \mathcal{E}It$. На внешнем и внутреннем участках, сопротивления которых R и r соответственно, энергия электрического тока превращается во внутреннюю энергию: $Q_1 = I^2 R t$ и $Q_2 = I^2 r t$. По закону сохранения энергии $A_{\text{ст}} = Q_1 + Q_2$. Поэтому получаем

$$\mathcal{E} = IR + Ir, \quad (3.12.1)$$

где IR – падение напряжения во внешней части цепи; Ir – падение напряжения внутри источника тока. Из (3.12.1) получаем

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (3.12.2)$$

где $R + r$ – полное сопротивление цепи. Формула (3.12.2) носит название закона Ома для полной цепи.

Сила тока в замкнутой цепи пропорциональна ЭДС источника тока и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи.

В формуле (3.12.1) первое слагаемое – это падение напряжения на внешней цепи. Внешняя часть цепи однородна. Поэтому падение напряжения во внешней цепи равно напряжению на полюсах источника тока, т.е. $U = IR$. С учетом этого из (3.12.1) получаем

$$U = \mathcal{E} - Ir. \quad (3.12.3)$$

Решая совместно (3.12.3) и (3.12.2), получаем для напряжения на полюсах источника тока формулу

$$U = \mathcal{E} \left(1 - \frac{r}{R + r} \right). \quad (3.12.4)$$

Теперь вычислим коэффициент полезного действия источника тока μ . По определению КПД равен отношению полезной работы к затраченной, т.е.

$$\mu = \frac{A_{\text{п}}}{A_3}. \quad (3.12.5)$$

Полезную работу можно вычислить по формуле

$$A_{\text{п}} = IUt. \quad (3.12.6)$$

Затраченная работа – это работа сторонних сил:

$$A_3 = \mathcal{E}It = I^2(R + r)t. \quad (3.12.7)$$

Поэтому для μ получаем формулу

$$\mu = \frac{U}{\mathcal{E}}. \quad (3.12.8)$$

Воспользовавшись формулой (3.12.4), выражение для КПД можно записать в виде

$$\mu = \frac{R}{R+r}, \quad (3.12.9)$$

где величина r – постоянна для данного источника тока. Следовательно, КПД источника тока зависит от внешней нагрузки R .

3.13 Закон Ома для неоднородного участка цепи

Сторонние силы могут действовать не только в источнике тока, но и на отдельных участках внешней цепи. Если, например, участок цепи образован при соединении проводников из различных металлов, то в месте контакта возникает скачок потенциала. Его называют контактной разностью потенциалов. Для неоднородного проводника закон Ома выражается формулой

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}}{R_n}, \quad (3.13.1)$$

где R_n – полное сопротивление участка; $\varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов на концах участка. В этой формуле знак «плюс» между $\varphi_1 - \varphi_2$ и \mathcal{E} означает алгебраическую сумму этих величин, так как знак \mathcal{E} зависит от конкретных условий, существующих в цепи. Рассмотрим частные случаи (3.13.1). Пусть участок однородный. Тогда $\mathcal{E} = 0$ и $\varphi_1 - \varphi_2 = U$. Поэтому (3.13.1) принимает вид: $I = U/R_n$. Мы получили закон Ома для однородного участка цепи постоянного тока.

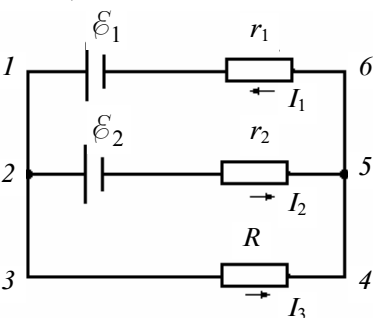
Пусть концы неоднородного проводника соединены между собой. При этом образовалась замкнутая цепь. Тогда $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Поэтому из (3.13.1) получаем $I = \mathcal{E}/R_n$. Мы получили закон Ома для замкнутой цепи постоянного тока.

Итак, закон Ома для неоднородного участка цепи является наиболее общим видом записи закона Ома для постоянного тока.

3.14 Законы Кирхгофа

Для расчета цепей постоянного тока используют законы Кирхгофа. Элементом электрической цепи называют любое устройство, проводящее электрический ток, включенное в эту цепь. Узлом электрической цепи называют точку, в которой соединены более двух проводников. Ветвью электрической цепи называют участок цепи, расположенный между двумя соседними узлами. Замкнутую электрическую цепь, в которой каждые два соседних элемента соединены между собой последовательно, называют простым контуром. Поясним эти определения на примере схемы (рис. 3.14.1).

В этой схеме узлами являются точки 2 и 5. Участки 2 – 1 – 6 – 5, 2 – 5, 2 – 3 – 4 – 5 – это ветви. В данной схеме три простых контура: 1 – 3 – 4 – 6 – 1, 2 – 3 – 4 – 5 – 2 и 1 – 2 – 5 – 6 – 1. Укажем произвольным образом направления токов в каждой ветви.



Будем считать токи, подходящие к узлу, положительными, а токи, отходящие от узла, отрицательными.

В любом узле электрической цепи алгебраическая сумма токов равна нулю, т.е. $\sum_{i=1}^n I_i = 0$.

Здесь n – число проводников, образующих узел.

Сформулированное утверждение называют первым законом Кирхгофа.

Он вытекает из условия постоянства токов в цепи. В самом деле, если бы алгебраическая сумма токов в узлах цепи не равнялась нулю, то в узлах происходило бы накопление или уменьшение заряда. Это вызвало бы изменение потенциалов узлов, а значит и токов в цепи.

Второй закон Кирхгофа формулируется так.

В любом простом контуре алгебраическая сумма ЭДС равна алгебраической сумме падений на-
пряжений, т.е. $\sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i = \sum_{k=1}^m I_k R_k$.

Здесь n – число ЭДС, m – число сопротивлений в контурах.

На основе законов Кирхгофа составляют систему уравнений, решение которых дает значения токов в ветвях.

3.15 Основные положения электронной теории

Основные законы, описывающие электрический ток в металлах, объясняются в рамках классической электронной теории проводимости металлов. Согласно этой теории металлы имеют кристаллическую решетку, в узлах которой расположены положительные ионы. Между ними движутся свободные электроны. Эти электроны называют электронами проводимости. Электроны проводимости взаимодействуют между собой и движутся по законам классической механики. Если электрического поля в металлическом проводнике нет, то электроны проводимости хаотически движутся со средней квадратичной скоростью. Эта скорость зависит от температуры металла. Электроны проводимости сталкиваются с ионами, образующими кристаллическую решетку. Эти столкновения определяют среднюю длину свободного пробега.

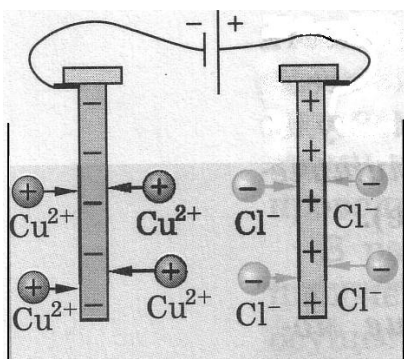
Если в проводнике создать электрическое поле, то электроны проводимости приходят в упорядоченное движение со скоростью, пропорциональной модулю напряженности. В проводнике возникает электрический ток.

Электронный характер проводимости был доказан опытным путем. В этих опытах определялся удельный заряд $\frac{e}{m}$ носителей заряда (e – заряд, m – масса). Это отношение в пределах ошибки опыта совпало с удельным зарядом электрона. Таким образом было доказано, что электрический ток в металлах является упорядоченным движением свободных электронов.

3.16 Законы электролиза

Электрический ток в металлах есть упорядоченное движение свободных электронов. Ионы кристаллической решетки не участвуют в образовании электрического тока. Ионная проводимость характерна для электролитов. К электролитам относятся растворы солей, кислот, щелочей и расплавы солей. Ионная проводимость электролитов связана с электролитической диссоциацией. Электролитическая диссоциация – это явление распада на ионы молекул растворимого вещества под действием молекул растворителя. Образующиеся при диссоциации молекул ионы имеют одинаковые по модулю заряды. Если в электролите создать электрическое поле, то ионы приходят в упорядоченное движение. Итак, электрический ток в электролитах – это упорядоченное движение ионов. Ясно, что направление движения ионов зависит от их знака. Положительно заряженные ионы движутся по полю, а отрицательно заряженные ионы движутся против поля. Таким образом, электрический ток в электролитах образуется двумя потоками ионов, имеющими противоположные направления. Направление электрического тока совпадает с направлением потока положительных ионов.

Прохождение электрического тока через электролиты сопровождается электролизом. Электролиз – это явление выделения на электродах, опущенных в электролит, составных частей растворенного вещества. Законы электролиза изучают с использованием электролитической ванны



(рис. 3.16.1). Она представляет собой сосуд с электролитом. В электролит погружены два электрода. Ванна подключается к источнику постоянного тока. Законы электролиза были экспериментально установлены Фарадеем. Первый закон формулируется следующим образом.

Масса вещества, выделившегося при электролизе на электроде, пропорциональна заряду, прошедшему через электролит.

$$m = kq = kIt, \quad (3.16.1)$$

где k – электрохимический эквивалент вещества. Если в (3.16.1) положить $q = 1$ Кл, то $k = m$. Это значит, что электрохимический эквивалент вещества численно равен массе вещества, выделившегося на электроде при прохождении через электролит заряда в 1 Кл.

Второй закон Фарадея устанавливает связь между электрохимическим эквивалентом вещества и его атомной массой A и валентностью Z .

Величина, равная отношению атомной массы вещества к его валентности, называется химическим эквивалентом вещества. Второй закон Фарадея формулируют следующим образом.

Электрохимические эквиваленты веществ пропорциональны их химическим эквивалентам.

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{Z}. \quad (3.16.2)$$

Постоянная F называется постоянной Фарадея для электролиза. Опытным путем установлено, что $F \approx 96\,500$ Кл/моль. Постоянная Фарадея для электролиза численно равна заряду, который надо пропустить через электролит, чтобы выделить массу вещества, численно равную его химическому эквиваленту. Объединив (3.16.1) и (3.16.2), получим

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It. \quad (3.16.3)$$

Эта формула выражает объединенный закон Фарадея.

Слова и словосочетания

Электрический ток	Упорядоченное движение
Упорядоченный	Свободные электрические заряды
Сила тока	Силы неэлектрической природы
Направление тока	Поддержание электрического тока
Проводимость	Поперечное сечение
Сторонние силы	Участок электрической цепи
Работа сторонних сил	Однородный участок цепи
Источник тока	Электропроводность
Разделение зарядов	Электрическое сопротивление
Плотность тока	Удельное сопротивление
Постоянный (переменный) ток	Удельная проводимость
Электрическая цепь	Температурный коэффициент сопротивления
Напряжение	Добавочное сопротивление
Сопротивление	Сверхпроводящее состояние
Удельный	Работа электрического тока
Коэффициент	Мощность электрического тока
Константан, манганин	Закон Джоуля-Ленца
Шунт	Внутренняя (внешняя) часть цепи
Сверхпроводимость	
Ватт, ваттметр.	
Превращение энергии	

Электродвижущая сила	Полная цепь
Внутреннее сопротивление	Неоднородный участок цепи
Нагрузка	Контактная разность потенциалов
Кирхгоф	Элемент электрической цепи
Контур, замкнутый контур	Узел электрической цепи
Электронный	Ветвь электрической цепи
Ионы	Электронная теория проводимости
Электролиз	Кристаллическая решетка
Диссоциация	Положительные (отрицательные)
Электролит	ионы
Эквивалент	Свободные электроны
	Электроны проводимости
	Электролитическая диссоциация
	Электрохимический эквивалент

Вопросы для самопроверки

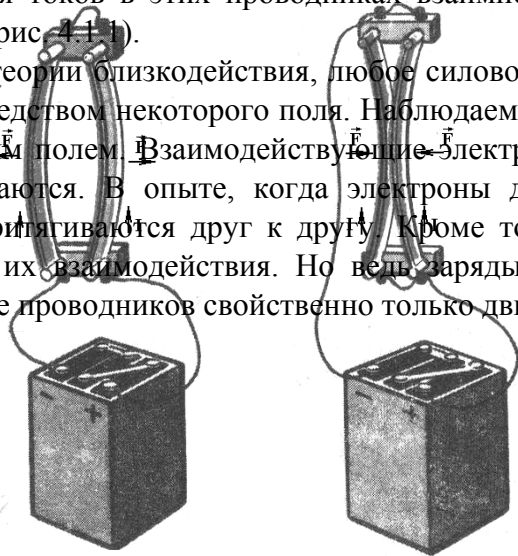
- 1 Что называется силой тока? Плотностью тока? Каковы их единицы?
- 2 Назовите условия существования электрического тока.
- 3 Что такое сторонние силы? Какова их природа?
- 4 В чем заключается физический смысл электродвижущей силы, действующей в цепи?
- 5 Что такое напряжение?
- 6 Какова связь между сопротивлением и коэффициентом электропроводности, удельным сопротивлением? Каковы их единицы?
- 7 В чем заключается явление сверхпроводимости?
- 8 Сформулируйте правила последовательного и параллельного соединения проводников.
- 9 В чем отличие закона Ома для участка цепи от закона Ома для полной цепи?
- 10 В чем заключается закон Джоуля-Ленца?
- 11 В чем причина нагревания проводников с током?
- 12 Как формулируются законы Кирхгофа? Для чего они применяются?
- 13 Какова природа проводимости металлов?
- 14 Объясните механизм возникновения электрического тока в электролитах.
- 15 Сформулируйте законы Фарадея для электролиза.
- 16 Что называют электрохимическим эквивалентом? Какова его связь с химическим эквивалентом?

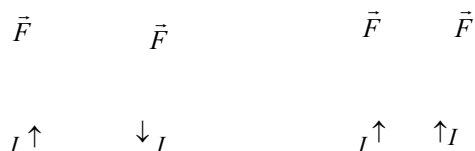
4 МАГНИТНОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

4.1 Взаимодействие токов

Возьмем два длинных гибких параллельных проводника (рис. 4.1.1). Пропустим по этим проводникам токи одного направления. Мы увидим, что проводники притягиваются друг к другу (рис. 4.1.2). Если направления токов в этих проводниках взаимно противоположны, то проводники отталкиваются друг от друга (рис. 4.1.3).

Согласно теории близкодействия, любое силовое взаимодействие тел на расстоянии всегда осуществляется посредством некоторого поля. Наблюдаемое взаимодействие проводников с током не связано с электрическим полем. Взаимодействующие электрические заряды одного знака через электрическое поле отталкиваются. В опыте, когда электроны движутся по проводникам в одном направлении, проводники притягиваются друг к другу. Кроме того, прекращение тока в проводниках приводит к исчезновению их взаимодействия. Но ведь заряды на проводниках остаются. Значит, наблюдаемое взаимодействие проводников свойственно только движущимся зарядам.





4.2 Магнитное поле

Какое же поле осуществляет взаимодействие проводников с током? Ответ на этот вопрос нашел в 1820 г. Эрстед. Он проделал следующий опыт. Он расположил медный проводник над магнитной стрелкой. Провод проходил вдоль прямой, соединяющей северный и южный полюсы стрелки. Пропустив через проводник электрический ток, Эрстед обнаружил, что магнитная стрелка отклонилась. Направление отклонения стрелки зависело от направления тока в проводнике. Но магнитная стрелка отклоняется под действием магнитного поля. Следовательно, опыты Эрстеда показали, что вокруг проводника с током существует магнитное поле. Это магнитное поле осуществляет взаимодействие проводников с токами.

В дальнейшем опыты Ампера и других исследователей показали, что магнитное поле возникает вокруг любых движущихся зарядов. Что же такое магнитное поле? Магнитное поле – это вид материи, посредством которого взаимодействуют между собой движущиеся электрические заряды. Магнитное поле создается движущимися электрическими зарядами и переменными электрическими полями и действует только на движущиеся заряды. Неподвижные заряды не создают магнитного поля и не испытывают силового воздействия со стороны магнитного поля.

Магнитное поле постоянного электрического тока называется постоянным.

4.3 Контур с током в магнитном поле

Изучение свойств магнитного поля удобно проводить с помощью маленькой магнитной стрелки или маленькой проводящей рамки (контура) с током. Проводники, подводящие электрический ток к контуру, должны быть расположены близко друг к другу или сплетены между собой. В этом случае их магнитные поля взаимно компенсируются. Восстановим нормаль к контуру. Положительное направление нормали определим с помощью плавилы правого буравчика. Если головку буравчика вращать по направлению тока в контуре, то поступательное движение буравчика укажет положительное направление нормали. Нормаль к контуру будем обозначать \vec{n} .

Поместим контур с током вблизи прямолинейного тока. Пусть первоначально контур занимал положение, указанное на рис. 4.3.1. Из этого рисунка видно, что на участке ab ток в контуре совпадает по направлению с током I в проводнике. На участке cd ток в контуре противоположен току I_1 . Поэтому участок ab контура притягивается к проводнику с силой \vec{F} . Участок cd отталкивается от проводника с такой же силой. Эти две силы равны по величине и противоположны по направлению. Итак, на контур действует вращающий момент. Под действием момента рамка поворачивается и устанавливается в положении, указанном на рис. 4.3.2. Поместим

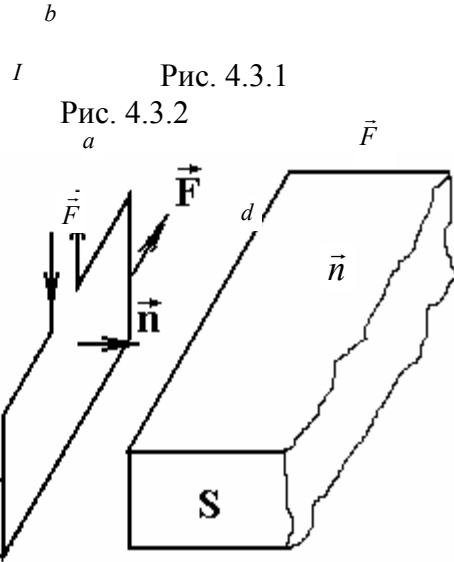
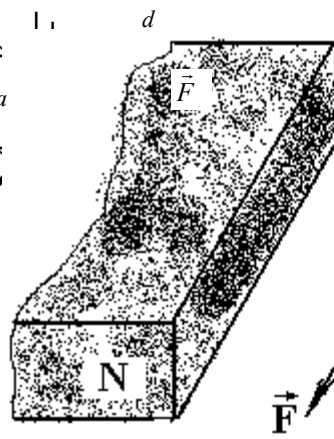
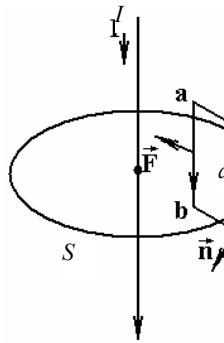
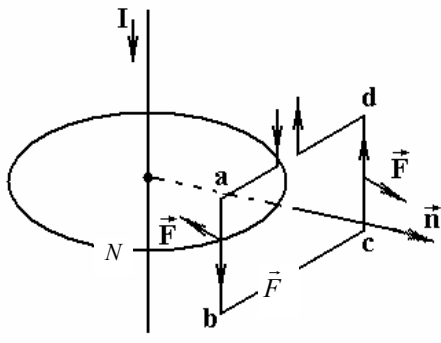


Рис. 4.3.3

рядом с рамкой магнитную стрелку. Северный полюс стрелки будет направлен по направлению положительной нормали к плоскости контура.

На рис. 4.3.3 контур с током находится в магнитном поле постоянного магнита. Видно, что рамка установилась так, что положительная нормаль к плоскости контура соответствует направлению северного полюса магнитной стрелки.

4.4 Магнитная индукция

Магнитное поле оказывает на контур с током и на магнитную стрелку ориентирующее действие. Это позволяет охарактеризовать магнитное поле некоторой векторной величиной. Направление этой величины нужно связать с ориентацией в этом магнитном поле контура с током или магнитной стрелки. Эту векторную величину называют магнитной индукцией и обозначают \vec{B} . Вектор магнитной индукции в данной точке магнитного поля направлен в сторону положительной нормали контура с током, помещенного в эту точку поля.

Модуль вектора магнитной индукции определяют следующим образом. Из опыта следует, что максимальный вращающий момент M_{\max} , действующий на контур, не зависит от формы контура и пропорционален площади контура S и силе тока I в нем. Это означает, что отношение максимального вращательного момента к силе тока и площади контура не зависит от параметров контура. Поэтому это отношение характеризует магнитное поле в данной точке пространства. Итак

$$B = \frac{M_{\max}}{IS} . \tag{4.4.1}$$

Магнитное поле, магнитная индукция которого в каждой точке имеет одинаковые модуль и направление, называется однородным. Единицей магнитной индукции в системе СИ является тесла (1 Тл). Один тесла – это индукция такого однородного магнитного поля, в котором на рамку площадью 1 м^2 с током 1 А действует вращающий момент $1 \text{ Н} \cdot \text{м}$.

4.5 Линии магнитной индукции

Для графического изображения магнитных полей используют линии магнитной индукции. Это линии, касательные к которым в каждой точке поля совпадают с направлением вектора магнитной индукции в этой точке. Линии магнитной индукции можно сделать видимыми с помощью помещенных в магнитное поле мелких железных опилок. Таким образом, установлено, что линии магнитной индукции магнитного поля прямолинейного тока – это концентрические окружности с центром на проводнике с током (рис. 4.5.1). Направление силовых линий этого поля определяется по правилу правого буравчика. Если ввинчивать правый буравчик по направлению тока в проводнике, то направление вращения головки буравчика укажет направление вектора магнитной индукции.

Линии вектора магнитной индукции кругового тока (рис. 4.5.2) также являются замкнутыми кривыми. Направление вектора магнитной индукции определяют по правилу правого буравчика. Если вращать головку правого буравчика по направлению кругового тока, то поступательное движение буравчика укажет направление вектора магнитной индукции.

Внутри длинного соленоида с током (рис. 4.5.3) магнитное поле однородно и линии магнитной индукции параллельны между собой. Вне

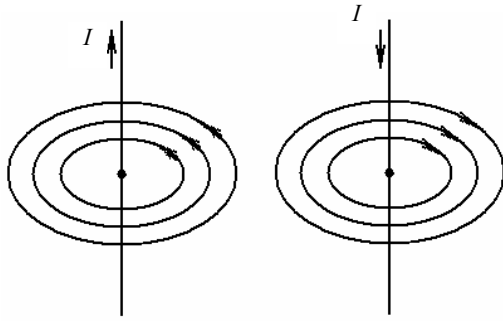


Рис. 4.5.1

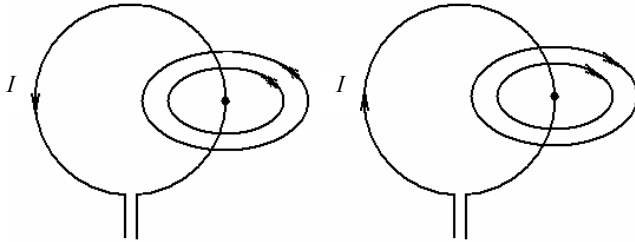


Рис. 4.2.2

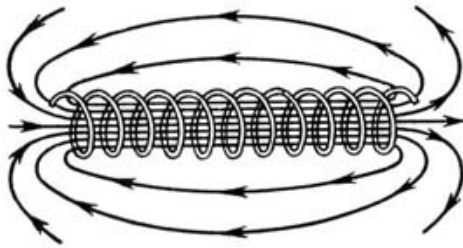


Рис. 4.5.3

соленоида поле неоднородно. Линии вектора магнитной индукции соленоида являются замкнутыми. Чтобы определить направление линий магнитной индукции, используют правило правой руки.

Нужно взять соленоид в правую руку так, чтобы четыре пальца пошли по направлению тока. Тогда отогнутый большой палец укажет направление линий магнитной индукции.

Во всех трех примерах линии магнитной индукции замкнутые. Это общее свойство магнитных полей. Магнитные поля – это вихревые поля.

4.6 Магнитная проницаемость среды

Значение вектора магнитной индукции зависит от среды, в которой магнитное поле находится. Для характеристики магнитных свойств среды используют величину, называемую магнитной проницаемостью среды. Она определяется следующим образом. Пусть B – значение вектора магнитной индукции в среде, а B_0 – его значение в вакууме. Тогда магнитная проницаемость μ среды будет равна

$$\mu = \frac{B}{B_0}. \quad (4.6.1)$$

Магнитная проницаемость среды – безразмерная величина. Она показывает, во сколько раз магнитная индукция поля в среде отличается от магнитной индукции этого поля в вакууме.

Запишем формулы для расчета магнитной индукции наиболее часто встречающихся полей в вакууме и в среде.

Индукцию магнитного поля прямолинейного тока на расстоянии r от проводника вычисляют по следующим формулам:

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad \text{– в вакууме;} \quad (4.6.2)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi r} \quad \text{– в веществе,} \quad (4.6.3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Величина μ_0 называется магнитной постоянной.

Магнитная индукция поля кругового тока вычисляется по формулам:

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad \text{– в вакууме;} \quad (4.6.4)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R} \quad \text{– в веществе,} \quad (4.6.5)$$

где R – радиус витка, по которому течет ток.

Магнитная индукция бесконечно длинного соленоида, внутри на его оси вычисляется по формулам:

$$B_0 = \frac{\mu_0 NI}{l} = \mu_0 nI \quad \text{– в вакууме;} \quad (4.6.6)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 NI}{l} = \mu\mu_0 nI \quad \text{– в веществе,} \quad (4.6.7)$$

где I – сила тока в соленоиде; N – число витков на участке длиной l соленоида; $n = N/l$ число витков, приходящихся на единицу длины соленоида.

4.7 Напряженность магнитного поля

Произведение $\mu\mu_0 = \mu_a$ называют абсолютной проницаемостью вещества. Используя это понятие, из (4.6.1), получаем

$$\frac{B}{\mu_a} = \frac{B_0}{\mu_0}. \quad (4.7.1)$$

Это равенство означает, что существует характеристика магнитного поля, не зависящая от свойств вещества, в котором находится поле. Эту характеристику называют напряженностью магнитного поля и обозначают буквой H . Итак, по определению

$$H = \frac{B}{\mu_a} = \frac{B_0}{\mu_0}. \quad (4.7.2)$$

Напряженность магнитного поля бесконечно длинного прямолинейного проводника с током вычисляется по формуле

$$H = \frac{I}{2\pi r}. \quad (4.7.3)$$

Единица магнитной напряженности в системе СИ называется ампер на метр (А/м). Один ампер на метр – это напряженность магнитного поля, создаваемого постоянным током 1 А, протекающим по бесконечно длинному проводнику на расстоянии $1/2\pi$ метров от этого проводника.

4.8 Сила Ампера

Силу, действующую на проводник с током в магнитном поле, называют силой Ампера. Для описания взаимодействия проводников с током различной формы Ампер ввел понятие элемента тока. Элемент тока определяется произведением силы тока в проводнике на длину Δl данного участка проводника, т.е. $I\Delta l$. Направление элемента тока совпадает с направлением тока на данном участке проводника.

Опытным путем Ампер установил, что магнитное поле действует на каждый элемент тока любого проводника, находящегося в этом поле, с силой

$$F = I\Delta l B \sin \alpha \quad (4.8.1)$$

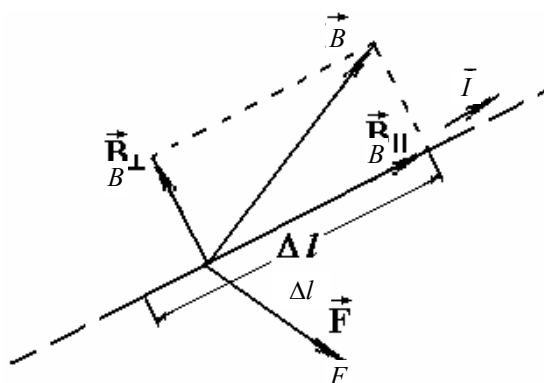


Рис. 4.8.1

Здесь α – угол между элементом тока и направлением вектора магнитной индукции (рис. 4.8.1). Если прямой проводник с током полностью находится в однородном магнитном поле, то формула (4.8.1) записывается в виде

$$F = IB \sin \alpha \quad (4.8.2)$$

Эта формула является выражением закона Ампера. Опыт показывает, что сила Ампера всегда направлена перпендикулярно элементу тока и направлению вектора магнитной индукции. Направление силы Ампера определяется правилом левой руки.

Если расположить левую руку так, чтобы четыре вытянутых пальца были направлены по току в проводнике, а перпендикулярная проводнику составляющая вектора магнитной индукции поля входила в ладонь, то отогнутый под прямым углом большой палец укажет направление силы Ампера.

Закон Ампера позволяет вычислить силу взаимодействия параллельных токов. Эта сила вычисляется по формулам:

$$F_0 = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi r} \quad \text{– в вакууме;} \quad (4.8.3)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi r} \text{ — в веществе.} \quad (4.8.4)$$

4.9 Сила Лоренца

Мы знаем, что магнитное поле действует на элемент тока с силой Ампера, т.е.

$$F = I\Delta l B \sin \alpha . \quad (4.9.1)$$

Согласно классической электронной теории, сила тока выражается формулой

$$I = en_0 S v , \quad (4.9.2)$$

где e — заряд электрона; n_0 — концентрация электронов проводимости; S — поперечное сечение проводника; v — средняя скорость упорядоченного движения электронов.

Подставим (4.9.2) в (4.9.1). Тогда получим

$$F = e v B n_0 \Delta l S \sin \alpha . \quad (4.9.3)$$

В этой формуле $n_0 \Delta l S = N$ — общее число упорядоченно движущихся электронов проводимости в объеме $V = S\Delta l$ проводника. Из формулы (4.9.3) следует, что сила Ампера пропорциональна числу движущихся электрических зарядов. Другими словами, сила Ампера является результирующей всех сил, с которыми магнитное поле действует на каждый отдельный движущийся в нем заряд. Эти силы называют силами Лоренца. Из (4.9.3) получаем для силы Лоренца

$$F_{\text{Л}} = e v B \sin \alpha . \quad (4.9.4)$$

где α — угол между направлением вектора скорости и направлением вектора магнитной индукции.

Если в магнитном поле движется не электрон, а частица с зарядом q , то на нее действует сила Лоренца

$$F_{\text{Л}} = q v B \sin \alpha . \quad (4.9.5)$$

Направление силы Лоренца определяется по правилу левой руки. Сила Лоренца всегда перпендикулярна индукции магнитного поля и направлению скорости движения заряда. Следовательно, сила Лоренца не совершает работы. Под действием силы Лоренца модуль скорости заряда и его кинетическая энергия не изменяются. Сила Лоренца непрерывно изменяет направление вектора скорости.

Пусть частица с зарядом q попадает в магнитное поле перпендикулярно вектору индукции. Так как $\alpha = 90^\circ$, то сила Лоренца всегда перпендикулярна вектору скорости. Это означает, что частица движется по окружности. Найдем радиус этой окружности. По условию $\alpha = 90^\circ$. Поэтому сила Лоренца

$$F_{\text{Л}} = q v B . \quad (4.9.6)$$

По второму закону Ньютона

$$q v B = \frac{m v^2}{R} . \quad (4.9.7)$$

Отсюда находим радиус окружности, по которой движется частица

$$R = \frac{m v}{q B} . \quad (4.9.8)$$

Найдем период обращения T заряженной частицы. Очевидно, что $T = 2\pi R/v$. Подставив сюда радиус (4.9.8), получим

$$T = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (4.9.9)$$

Мы видим, что период обращения частицы в магнитном поле не зависит ни от скорости частицы, ни от радиуса окружности, по которой она движется.

Если заряженная частица попадает в магнитное поле под углом $\alpha \neq 90^\circ$, то она движется по спирали.

4.10 Поток магнитной индукции

Пусть некоторая поверхность площадью S находится в некотором магнитном поле. Если магнитное поле неоднородное, то в различных точках данной поверхности магнитная индукция может иметь различные значения и различную ориентацию. Разобьем поверхность на произвольные сколь угодно малые элементы ΔS . Размеры элементов поверхности ΔS должны быть таковы, чтобы в пределах каждого такого элемента поверхность была практически плоской, а магнитное поле однородным. Спроектируем поверхность ΔS на плоскость, перпендикулярную линиям индукции магнитного поля. Проекцию поверхности ΔS обозначим ΔS_n . Величину проекции ΔS_n можно вычислить по формуле:

$$\Delta S_n = \Delta S \cos \alpha.$$

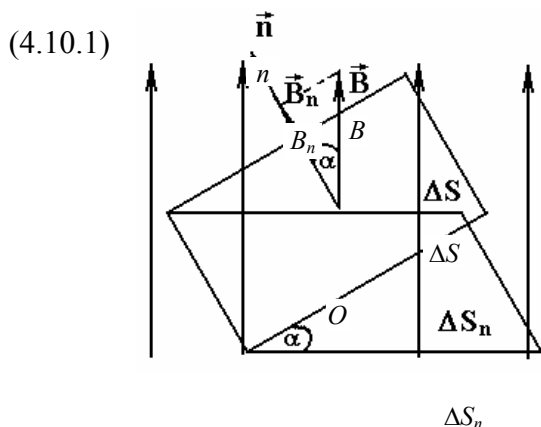


Рис. 4.10.1

В точке O к элементу поверхности ΔS восстановлена нормаль \vec{n} . Спроектируем на нее вектор магнитной индукции \vec{B} в точке O магнитного поля. Тогда получим

$$B_n = B \cos \alpha. \quad (4.10.2)$$

Потоком магнитной индукции $\Delta\Phi$ через некоторую поверхность ΔS называют величину, равную произведению модуля вектора магнитной индукции \vec{B} и площади проекции данной поверхности на плоскость, перпендикулярную линиям индукции магнитного поля. Итак, по определению

$$\Delta\Phi = B\Delta S_n. \quad (4.10.3)$$

Магнитный поток $\Delta\Phi$ через сколь угодно малую площадку ΔS принято называть элементарным магнитным потоком. Воспользовавшись (4.10.1), запишем (4.10.3) в виде

$$\Delta\Phi = B\Delta S \cos\alpha . \quad (4.10.4)$$

С помощью (4.10.2) формулу (4.10.4) перепишем в виде

$$\Delta\Phi = B_n\Delta S . \quad (4.10.5)$$

Из формулы (4.10.4) видно, что значение магнитного потока зависит от ориентации поверхности относительно линий индукции магнитного поля. Если $\alpha = 0$, то $\Delta\Phi = B\Delta S$. Если $\alpha < \frac{\pi}{2}$, то $\Delta\Phi = B\Delta S \cos\alpha > 0$. Если $\alpha > \frac{\pi}{2}$, то $\Delta\Phi = B\Delta S \cos\alpha < 0$. Магнитный поток – это скалярная величина. Он может быть как положительным, так и отрицательным. Это означает, что если нормаль \vec{n} – внешняя, то магнитный поток, выходящий из данной поверхности, является положительным, а входящий в эту поверхность – отрицательным.

Полный магнитный поток Φ через поверхность S равен сумме элементарных потоков, проходящих через все элементы ΔS этой поверхности. По определению:

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \Delta\Phi_i = \sum_{i=1}^n B_i \cdot (\Delta S_i)_n = \sum_{i=1}^n B_i \Delta S_i \cos\alpha_i = \sum_{i=1}^n (B_i)_n \Delta S_i . \quad (4.10.6)$$

Если во всех точках поверхности S индукция магнитного поля одинакова, то для потока получаем:

$$\Phi = B_n S = BS \cos\alpha = B_n S . \quad (4.10.6)$$

При графическом изображении магнитного поля, пронизывающего некоторую поверхность, число линий магнитной индукции, проходящих через единичную площадь поверхности, должно быть равно модулю вектора магнитной индукции в данном месте. В этом случае можно считать, что магнитный поток через поверхность площадью S пропорционален числу линий магнитной индукции, проходящих через эту поверхность. Магнитный поток в системе СИ измеряется в веберах (1 Вб). Вебер – это магнитный поток, создаваемый однородным магнитным полем с индукцией 1 Тл через плоскую поверхность площадью 1 м^2 , расположенную перпендикулярно линиям индукции магнитного поля.

4.11 Явление электромагнитной индукции

Электромагнитная индукция – это явление возникновения электрического тока в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, охватываемого контуром. Явление электромагнитной индукции указывает на тесную связь между электрическим током и магнитным полем. После того, как было открыто это явление, стало ясно, что не только электрический ток порождает магнитное поле, но и магнитное поле порождает электрический ток. Электромагнитную индукцию экспериментально обнаружил в 1831 г. М. Фарадей.

Рассмотрим основные опыты, позволяющие понять сущность явления электромагнитной индукции. Возьмем катушку медного провода и замкнем ее на нуль-гальванометр (рис. 4.11.1). Нуль-гальванометр имеет шкалу с нулем посередине. Это позволяет устанавливать как наличие тока, так и его направление. Возьмем постоянный магнит и будем его приближать к катушке. При этом мы заметим, что стрелка гальванометра отклоняется,

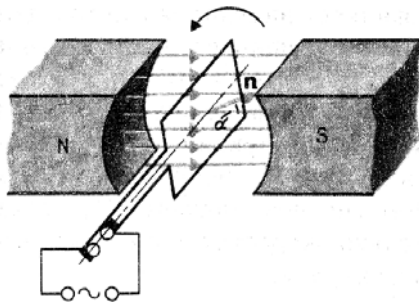
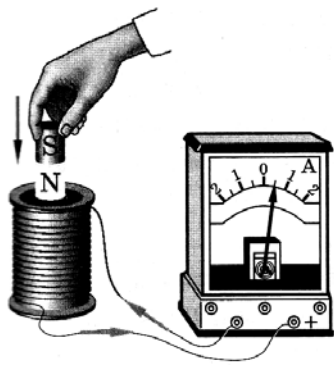


Рис.

Рис. 4.11.2

фиксируя появление в катушке электрического тока. Электрический ток в катушке появляется и при удалении магнита от катушки. Но в этом случае направление тока будет

противоположным.

Видоизменим опыт. Вместо постоянного магнита возьмем другую катушку, замкнутую на источник тока. Такая катушка (соленоид), как мы знаем, является источником магнитного поля. Будем приближать торец второй катушки к торцу первой катушки. Гальванометр покажет наличие тока в первой катушке. При удалении первой катушки от второй гальванометр снова зафиксирует появление электрического тока. Но направление его будет противоположным. Возьмем теперь прямоугольный контур (рис. 4.11.2), замкнутый на нуль-гальванометр, и создадим вокруг него однородное магнитное поле. Будем перемещать прямоугольный контур поступательно так, чтобы вектор скорости был параллелен силовым линиям магнитного поля. Нуль-гальванометр не обнаруживает электрического тока. Видоизменим опыт. Будем вращать прямоугольный контур так, чтобы его грани пересекали линии индукции магнитного поля. Гальванометр укажет на появление в контуре электрического тока. Направление этого тока зависит от направления вращения прямоугольного контура.

Во всех рассмотренных экспериментах происходит изменение магнитного потока, охватываемого приемным контуром (катушкой). При этом в приемном контуре возникает электрический ток. Этот ток существует все время, пока изменяется магнитный поток. Мы знаем, что обязательным условием существования электрического тока в замкнутой цепи является наличие в этой цепи источника ЭДС.

Следовательно, во всех рассмотренных опытах в приемном контуре возникает ЭДС, которая вызывает в этом контуре электрический ток. Эта ЭДС получила название ЭДС индукции. Итак, при изменении магнитного потока, охватываемого контуром проводника, в контуре возникает ЭДС индукции, которая создает в нем индукционный ток. Это явление получило название электромагнитной индукции.

4.12 Направление индукционного тока. Правило Ленца

Направление индукционного тока $I_{ин}$ зависит от характера изменения магнитного потока. Из рис. 4.12.1 видно, как изменяется направление индукционного тока в приемном контуре в зависимости от того, каким полюсом мы приближаем к нему (или удаляем от него) постоянный магнит.

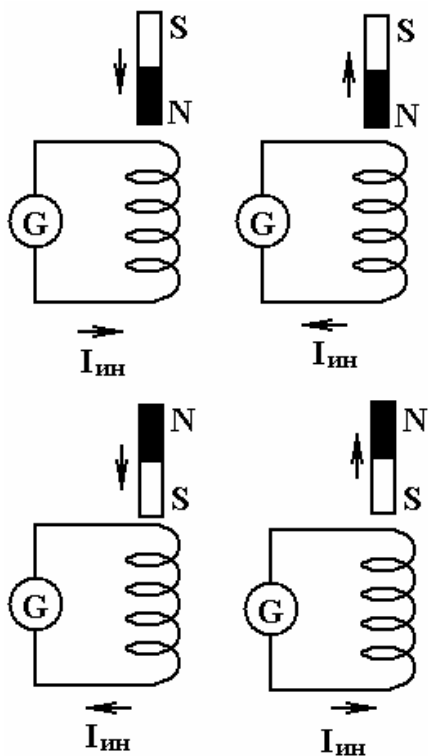


Рис. 4.12.1

На рис. 4.12.2 показан другой опыт. На концах легкого стержня, который может свободно поворачиваться на вертикальной оси, укреплены два тонких алюминиевых кольца. Одно кольцо сплошное, а другое имеет разрез. При приближении магнита к сплошному кольцу в нем возникает индукционный ток. Этот ток создает магнитное поле. Это магнитное поле S взаимодействует с полем постоянного магнита, и кольцо отталкивается от постоянного магнита. Если магнит удалять от кольца, то направление индукционного тока будет таким, что его магнитное поле начнет притягивать кольцо к магниту и стержень с кольцом повернется в противоположную сторону. Если подносить магнит к кольцу с разрезом, то никакого взаимодействия мы не обнаружим. В разрезанном кольце индукционный ток не возникает. Исходя из подобных опытов, русский ученый Ленц получил правило для определения направления тока, индуцируемого в проводнике магнитным полем. Оно формулируется так.

N	N
S	S

Индукционный ток всегда направлен так, что его магнитное поле противодействует изменению магнитного потока, вызывающего этот ток.

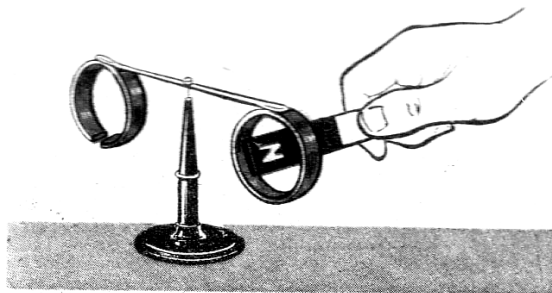


Рис. 4.12.2

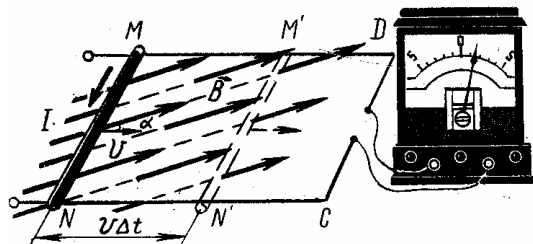


Рис. 4.12.3

Индукционный ток возникает также в проводнике, пересекающем линии магнитной индукции, если этот проводник входит в состав замкнутой цепи (рис. 4.12.3). В этом случае направление индукционного тока в проводнике определяется по правилу правой руки. Оно звучит так.

Если расположить правую руку так, чтобы линии индукции магнитного поля входили в ладонь, а отогнутый под прямым углом большой палец совпадал с направлением движения проводника, то четыре вытянутых пальца покажут направление индукционного тока в этом проводнике.

Если движущийся в магнитном поле проводник не входит в состав замкнутой цепи, то под действием поля в проводнике происходит перераспределение свободных зарядов. В итоге на концах проводника возникает разность потенциалов.

4.13 Основной закон электромагнитной индукции

Мы уже знаем, что причиной возникновения индукционного тока является ЭДС, индуцируемая в контуре переменным магнитным полем. ЭДС индукции численно равна работе сторонних сил, которая совершается при перемещении единицы положительного заряда по контуру. Опытным путем установлено, что чем быстрее изменяется магнитный поток, тем больше сила индукционного тока, возникающего в контуре. По закону Ома для замкнутой цепи сила тока пропорциональна ЭДС. Следовательно, ЭДС индукции $\mathcal{E}_{\text{ин}}$, вызывающая этот индукционный ток, пропорциональна скорости изменения магнитного потока $\Delta\Phi/\Delta t$, т.е.

$$\mathcal{E}_{\text{ин}} = -k \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad (4.13.1)$$

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц. В системе СИ он равен единице. Поэтому

$$\mathcal{E}_{\text{ин}} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (4.13.2)$$

Эта формула определяет среднее значение ЭДС индукции за промежуток времени Δt . Мгновенное значение ЭДС находим при переходе к пределу. Тогда получим:

$$\varepsilon_{\text{ин}} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (4.13.3)$$

Эта формула выражает основной закон электромагнитной индукции. Знак минус в этой формуле учитывает правило Ленца.

4.14 Физическая природа ЭДС индукции

Мы знаем, что ЭДС индукции возникает, когда контур неподвижен, а магнитное поле изменяется, и когда магнитное поле постоянно, а проводник движется, пересекая линии магнитной индукции. В обоих случаях ЭДС индукции определяется по одной и той же формуле (4.13.3). Однако, природа ЭДС индукции в каждом случае различна.

В первом случае возникновение ЭДС индукции обусловлено тем, что изменяющееся магнитное поле вызывает появление в неподвижном проводнике неэлектростатического электрического поля. Это поле называют индукционным электрическим полем. Максвелл установил, что индукционное электрическое поле появляется в любой точке пространства, где существует переменное магнитное поле, вне зависимости от того, имеется ли там проводящий контур или нет.

Индукционное магнитное поле принципиально отличается как от электростатического поля, так и от стационарного электрического поля постоянного тока. Во-первых, индукционное электрическое поле не связано с электрическими зарядами, а связано с переменным магнитным полем.

Во-вторых, индукционное электрическое поле является вихревым. Это значит, что линии напряженности индукционного электрического поля являются замкнутыми кривыми. В-третьих, при перемещении электрического заряда по замкнутому контуру под действием индукционного электрического поля совершается отличная от нуля работа.

ЭДС индукции, возникающая в неподвижном замкнутом контуре, находящемся в изменяющемся магнитном поле, равна работе сил вихревого электрического поля по перемещению по этому контуру единицы положительного заряда.

Примером второго случая возникновения ЭДС индукции служит движение прямолинейного проводника в однородном магнитном поле. В этом случае причина появления ЭДС индукции другая. При движении проводника в однородном магнитном поле вместе с ним движутся находящиеся в нем свободные заряды. На каждый заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила Лоренца. Под действием силы Лоренца свободные электроны в проводнике смещаются к одному из его концов. На другом конце проводника остаются нескомпенсированные положительные заряды. Таким образом, под действием силы Лоренца в проводнике происходит разделение разноименных зарядов и между концами проводника возникает разность потенциалов. Если цепь замкнута, то по ней течет электрический ток.

4.15 ЭДС индукции в движущемся проводнике

Пусть в однородном магнитном поле с индукцией \vec{B} движется прямолинейный проводник длиной l со скоростью \vec{v} , под углом β к линии индукции магнитного поля (рис. 4.15.1). Обозначим \vec{n} нормаль к плоскости движения проводника. Пусть α – угол между нормалью и индукцией магнитного поля. Очевидно, что $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$.

Магнитный поток, проходящий проводником при движении, определяется

$$\Delta\Phi = B\Delta S \cos \alpha = B\Delta S \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta \right) = B\Delta S \sin \beta.$$

через площадь ΔS , пересекаемую по формуле:

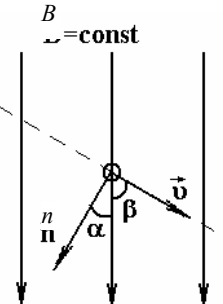


Рис. 4.15.1

$$(4.15.1)$$

Площадь, описываемую проводником при движении, можно вычислить по формуле

$$\Delta S = lv\Delta t. \quad (4.15.2)$$

С учетом этого формулу (4.15.1) запишем в виде

$$\Delta\Phi = Blv\sin\beta\Delta t. \quad (4.15.3)$$

Из этой формулы следует, что магнитный поток зависит от времени. Поэтому в проводнике возникает ЭДС индукции. Ее значение находим из закона Фарадея

$$\mathcal{E}_{\text{ин}} = -Blv\sin\beta. \quad (4.15.4)$$

4.16 Вихревые токи

Индукционные токи, возникающие в сплошных металлических телах, движущихся в постоянных магнитных полях или находящихся в переменных магнитных полях, называются вихревыми токами или токами Фуко. Токи Фуко приводят к нагреванию массивных тел. Причем, чем больше размеры тела, тем больше тепла выделяется. В зависимости от ситуации это может быть желательным или нежелательным. Вихревые токи широко используют, например, в металлургии для плавки металлов, для нагрева различных металлических деталей при термической обработке. Наоборот, токи Фуко в сердечниках трансформаторов, генераторов тока приводят к потерям электроэнергии. Поэтому для уменьшения этих потерь сердечники трансформаторов, роторы и статоры генераторов собирают из тонких изолированных друг от друга пластин. Это приводит к существенному увеличению коэффициента полезного действия.

4.17 Явление самоиндукции

Пусть имеется проводящий контур, замкнутый на источник тока. Если ток в контуре меняется, то в этом случае меняется магнитное поле этого тока, а значит и создаваемый им магнитный поток. Этот поток пронизывает поверхность, охватываемую самим контуром с током.

Следовательно, в контуре возникает ЭДС индукции. Явление возникновения ЭДС в проводнике с током при изменении собственного магнитного потока, создаваемого этим током, называется самоиндукцией, а возникающую ЭДС называют ЭДС самоиндукции. Явление самоиндукции легко наблюдать экспериментально. На рис. 4.17.1 приведена схема установки, позволяющая наблюдать явление самоиндукции при замыкании цепи. Параллельно источнику постоянного тока подключены два участка цепи. Один участок $abcd$ содержит катушку L с большим числом витков и железным сердечником и лампу накаливания L_1 . Участок ad содержит реостат и точно такую же лампу L_2 . Перед началом опытов подбирают в реостате R такое сопротивление, при котором обе лампы светятся одинаково. Потом цепь размыкают. Теперь, замкнув цепь ключом K , замечают, что лампа L_2 вспыхивает сразу на полную яркость, а лампа L_1 постепенно. Следовательно, ток в участке ad достигает своего максимального значения практически мгновенно, а в участке $abcd$ – спустя некоторое время.

Плавное нарастание тока в лампе L_1 объясняется явлением самоиндукции. Когда ток в катушке возрастает, магнитное поле этого тока также возрастает. При этом появляется вихревое электрическое поле. Напряженность этого поля также возрастает. Вследствие этого возникает ЭДС самоиндукции. Она по правилу Ленца направлена против основной ЭДС и препятствует увеличению основного тока. Поэтому ток в лампе L_1 достигает своего максимального значения только спустя некоторое время после замыкания цепи.

Плавное нарастание тока в лампе L_1 объясняется явлением самоиндукции. Когда ток в катушке возрастает, магнитное поле этого тока также возрастает. При этом появляется вихревое электрическое поле. Напряженность этого поля также возрастает. Вследствие этого возникает ЭДС самоиндукции. Она по правилу Ленца направлена против основной ЭДС и препятствует увеличению основного тока. Поэтому ток в лампе L_1 достигает своего максимального значения только спустя некоторое время после замыкания цепи.

Схема установки, дающая возможность наблюдать явление самоиндукции при замыкании цепи, изображена на рис. 4.17.2. Ветвь $abcd$ содержит катушку L с сердечником, а ветвь ad содержит лампу

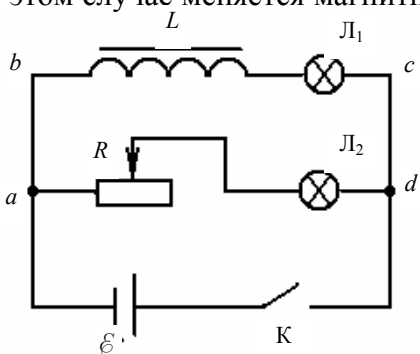


Рис. 4.17.1

накаливания и нуль-гальванометр. При размыкании цепи ключом К лампа Л сначала ярко вспыхивает, а затем постепенно гаснет. Это означает, что в контуре $abcd$, который всегда замкнут, ток сначала резко возрастает, а затем в течение некоторого промежутка времени убывает до нуля. Это явление также объясняется явлением самоиндукции. После размыкания ключа К

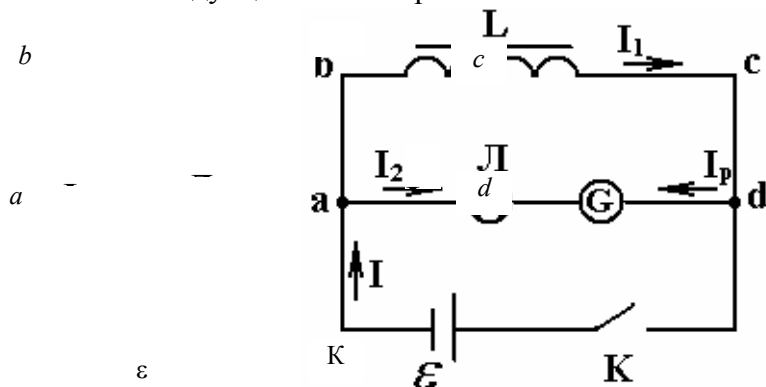


Рис. 4.17.2

ток в катушке L начинает убывать. Напряженность вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля этого тока, по правилу Ленца должна совпадать с направлением этого тока. Вследствие этого возникающая в катушке ЭДС самоиндукции поддерживает ток в катушке. Этот ток называют экстратокком размыкания I_p . Нуль-гальванометр показывает, что направление экстраточка размыкания в ветви ad противоположно направлению тока I_2 , который создавал в этой ветви источник тока. Это подтверждает, что экстратокк размыкания создается ЭДС самоиндукции. Гальванометр показывает, что $I_p > I_2$. Следовательно, при размыкании ключа возникает ЭДС самоиндукции значительно большая, чем ЭДС источника тока. Экстраточки в цепях мощных электродвигателей и электрогенераторов могут достигать очень больших значений. Поэтому в таких цепях вместо рубильников ставят рычажные реостаты.

4.18 ЭДС самоиндукции. Индуктивность

Явление самоиндукции представляет собой разновидность явления электромагнитной индукции. Поэтому ЭДС самоиндукции можно вычислить по закону Фарадея

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (4.18.1)$$

Магнитный поток, вызывающий ЭДС самоиндукции, создается током, текущим по данному проводнику. Поэтому этот ток пропорционален силе тока в проводнике, т.е.

$$\Phi = LI, \quad (4.18.2)$$

где L – коэффициент пропорциональности, называемый индуктивностью проводника. С учетом (4.18.2) из (4.18.1) получаем

$$\mathcal{E}_c = -L \frac{dI}{dt}. \quad (4.18.3)$$

Индуктивность в системе СИ измеряется в генри (1 Гн). Один генри – это индуктивность такого проводника, в котором при изменении тока на 1 А за 1 с возникает ЭДС самоиндукции, равная 1 В.

Индуктивность контура зависит от его формы, размеров, числа витков и магнитной проницаемости сердечника.

4.19 Магнетики

Всякое вещество, помещенное в магнитное поле, влияет на значение магнитной индукции этого поля. Железный сердечник соленоида сильно увеличивает индукцию магнитного поля, а сам сердечник намагничивается. Это свойство впервые обнаружил Ампер, который отметил, что внесение железного сердечника в соленоид эквивалентно увеличению числа ампер-витков этого соленоида. В дальнейшем было установлено, что индукция магнитного поля в веществе может быть и больше и меньше, чем индукция того же поля в вакууме. Вещества, способные изменять индукцию магнитного поля, называют магнетиками.

Для характеристики магнитных свойств вещества мы ввели магнитную проницаемость этого вещества. По значению магнитной проницаемости все магнетики делятся на три группы.

Первую группу составляют вещества, у которых магнитная проницаемость меньше единицы ($\mu < 1$). Их называют диамагнетиками. Диамагнетик, помещенный во внешнее однородное магнитное поле, устанавливается перпендикулярно линиям индукции этого поля. В неоднородном магнитном поле на диамагнетик действует сила, стремящаяся вытолкнуть его за пределы поля. Магнитная проницаемость диамагнетика не зависит от индукции внешнего магнитного поля, поэтому у диамагнетиков зависимость $B = \mu B_0$ является линейной.

Вторую группу составляют вещества, у которых магнитная проницаемость больше единицы ($\mu > 1$). Эти вещества называются парамагнетиками. Образец парамагнетика в однородном внешнем магнитном поле устанавливается вдоль линий индукции этого магнитного поля. В неоднородном магнитном поле на парамагнетик действует сила, старающаяся вытолкнуть его в область более сильного магнитного поля. Магнитная проницаемость парамагнетиков также не зависит от индукции внешнего магнитного поля. Поэтому у парамагнетиков зависимость $B = \mu B_0$ тоже является линейной. Значение магнитной проницаемости у диамагнетиков и парамагнетиков отличается от единицы очень незначительно (на 10^{-5} – 10^{-6}). Поэтому эти две группы магнетиков являются слабомагнитными веществами.

Третью группу образуют вещества, у которых магнитная проницаемость значительно больше единицы ($\mu \gg 1$). Эти магнетики называют ферромагнетиками. Во внешнем магнитном поле ферромагнетики ведут себя подобно парамагнетикам. Но магнитная проницаемость ферромагнетиков зависит от индукции внешнего поля и изменяется существенно. Поэтому для них зависимость $B = \mu B_0$ является нелинейной. Значения магнитной проницаемости у некоторых ферромагнитных сплавов достигают десятков тысяч. Поэтому ферромагнетики относятся к сильным магнетикам. Для каждого ферромагнетика существует определенная температура, при нагревании выше которой ферромагнетик теряет ферромагнитные свойства. Выше этой температуры ферромагнетик превращается в парамагнетик. Температура перехода ферромагнетика в парамагнетик называется температурой или точкой Кюри.

4.20 Магнитный гистерезис

Зависимость индукции магнитного поля в ферромагнетиках от напряженности внешнего поля имеет сложный характер. Эта зависимость приведена на рис. 4.20.1. В ненамагниченном образце с увеличением H индукция B сначала возрастает по кривой OA_1 . После некоторого значения H индукция B перестает увеличиваться. Наступает насыщение ферромагнетика (точка A_1). При уменьшении напряженности H индукция B убывает по кривой A_1B_{oc} . Это значит, что при намагничивании и при размагничивании ферромагнетика одному и тому же значению H соответствуют разные значения B . Явление запаздывания изменения магнитной индукции в ферромагнетике относительно изменения напряженности внешнего магнитного поля, приводящее к неоднозначной зависимости индукции B от напряженности H , называется магнитным гистерезисом. Вследствие гистерезиса при уменьшении напряженности внешнего поля до нуля образец полностью не размагничивается. Значение индукции B_{oc} , остающейся в об-

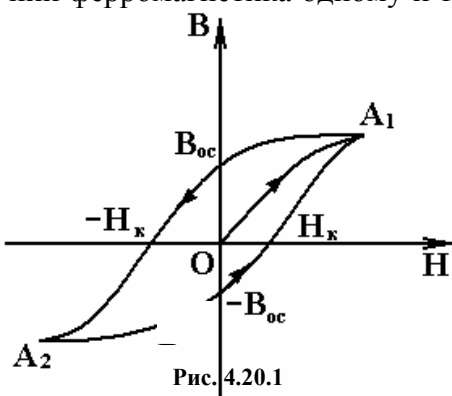


Рис. 4.20.1

разце при отсутствии внешнего магнитного поля, называется остаточной индукцией. Чтобы полностью размагнитить образец, нужно изменить направление внешнего магнитного поля на противоположное и увеличить модуль его напряженности. При некотором значении напряженности – H_k индукция магнитного поля в образце становится равной нулю. Значение напряженности внешнего поля H_k , при котором образец ферромагнетика полностью размагничивается, называется коэрцитивной силой. При дальнейшем изменении напряженности внешнего магнитного поля кривая идет так, как указано на рис. 4.20.1. В точке A_1 она замыкается. График зависимости индукции магнитного поля в ферромагнетике от напряженности внешнего магнитного поля за полный цикл медленного перемагничивания называется статической петлей гистерезиса.

Площадь петли гистерезиса численно равна работе, которую нужно совершить для перемагничивания ферромагнетика. Ферромагнетики делятся на две группы. К первым относятся магнитомягкие материалы. Так называют ферромагнетики, у которых площадь петли гистерезиса, остаточная индукция и коэрцитивная сила малы. Эти вещества почти полностью теряют намагниченность после снятия внешнего поля. Такие материалы используются в трансформаторах, генераторах и электродвигателях переменного тока. В этих устройствах идет непрерывное перемагничивание их деталей.

У магнито жестких материалов площадь петли гистерезиса, остаточная индукция и коэрцитивная сила велики. Они применяются в основном для изготовления постоянных магнитов. Особое место занимают ферриты. Они обладают одновременно свойствами ферромагнетиков и свойствами полупроводников. Ферриты широко используются в радиотехнике.

4.21 ПРИРОДА ДИА-, ПАРА- И ФЕРРОМАГНЕТИЗМА

Магнитные свойства любого магнетика определяются в основном наличием магнитных моментов у электронов, образующих электронные оболочки атомов. Электрон в атоме обладает двумя магнитными моментами – орбитальным и спиновым. Магнитные моменты – векторные величины. Векторная сумма магнитных моментов всех электронов атома представляет собой магнитный момент атома.

1 Диамагнетики состоят из атомов, в которых орбитальные магнитные моменты электронов взаимно скомпенсированы. Поэтому магнитные моменты атомов диамагнетика равны нулю. При наложении внешнего магнитного поля на диамагнетик у атомов диамагнетика индуцируются магнитные моменты, ориентированные против направления внешнего поля. В диамагнетике возникает внутреннее поле, индукция которого направлена против индукции внешнего поля. Поэтому результирующее поле в диамагнетике меньше модуля индукции внешнего магнитного поля.

2 Парамагнетики состоят из атомов, в которых орбитальные магнитные моменты нескомпенсированы. Поэтому атомы парамагнетика обладают магнитным моментом. Однако тепловое движение приводит к хаотической ориентации их магнитных моментов. Поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля парамагнетики в целом магнитным моментом не обладают. При наложении внешнего магнитного поля атомы парамагнетика ориентируются по направлению внешнего поля. В парамагнетике возникает внутреннее магнитное поле, индукция которого совпадает с индукцией внешнего магнитного поля. Поэтому результирующее магнитное поле в парамагнетике больше модуля индукции внешнего магнитного поля в вакууме.

3 Магнитные свойства ферромагнетиков обусловлены спиновыми магнитными моментами электронов. Ферромагнетики состоят из атомов, в которых не у всех электронов спиновые магнитные моменты скомпенсированы. В ферромагнетике существуют области спонтанного намагничивания. Эти области называют доменами. В каждом домене спиновые магнитные моменты электронов в атомах имеют одинаковую ориентацию. Поэтому домен – это область спонтанного намагничивания до состояния насыщения. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты доменов ориентированы хаотически, поэтому ферромагнетик в целом оказывается не намагниченным. При наложении внешнего магнитного поля домены ориентируются по направлению этого поля. В ферромагнетике возникает сильное внутреннее магнитное поле. Это поле складывается с внешним полем. Когда все домены под действием

внешнего магнитного поля окажутся ориентированы по направлению этого поля, наступает состояние насыщения. Размеры доменов очень малы. Они составляют $10^{-4} \dots 10^{-7}$ м. При температурах выше точки Кюри доменная структура разрушается, и ферромагнетик теряет свои свойства и становится парамагнетиком.

4.22 Энергия магнитного поля

ЭДС самоиндукции противодействует увеличению электрического тока в цепи при подключении источника тока. Поэтому для создания в проводнике с индуктивностью L тока нужно совершить работу против ЭДС самоиндукции. Эта работа совершается за счет энергии источника тока, создающего ток в данном проводнике. Расчеты показывают, что эта работа равна

$$A = \frac{1}{2} LI^2. \quad (4.22.1)$$

Из закона сохранения энергии следует, что энергия источника тока превращается в энергию магнитного поля тока. Поэтому энергию магнитного поля проводника с током можно вычислить по формуле

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (4.22.2)$$

Эта энергия распределена по всему объему пространства, в котором существует магнитное поле. Объемная плотность энергии магнитного поля выражается формулой

$$w_m = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}. \quad (4.22.3)$$

Слова и словосочетания

Взаимодействие	Взаимодействие токов
Магнит	Магнитная стрелка
Магнитное поле	Контур с током, рамка с током
Отклонение, отклоняться	Положительная нормаль
Движущиеся заряды	Вращающий момент
Нормаль к контуру	Северный полюс, южный полюс
Полюс магнита	Ориентирующее действие
Ориентация, ориентировать	Вектор магнитной индукции
Индукция	Круговой ток
Линии магнитной индукции	Вихревое поле
Соленоид	Бесконечно длинный соленоид
Магнитная проницаемость	Напряженность магнитного поля
Поток магнитной индукции	Элементарный магнитный поток
Гальванометр	Электромагнитная индукция
Изменение магнитного потока	Пересекать линии магнитной индукции
Индукционный ток	Противодействует изменению магнитного потока
Э.Д.С. индукции	Перераспределение зарядов
Трансформатор	Индуктивность контура
	Магнитный гистерезис
	Насыщение ферромагнетика

Генератор	Точка Кюри
Самоиндукция	Ферромагнитные сплавы
Индуктивность	Коэрцитивная сила
Магнетики	Магнитомягкие материалы
Диамagnetик	Магнитожесткие материалы
Парамагнетик	Постоянный магнит
Ферромагнетик	Орбитальный магнитный момент
Размагничиваться	Спиновый магнитный момент
Перемагничивание	Спонтанное намагничивание
Электродвигатель	
Ферриты	
Магнитный момент	
Домены	

Вопросы для самопроверки

- 1 Что такое магнитное поле?
- 2 Перечислите основные свойства магнитного поля.
- 3 Как движутся в магнитном поле замкнутый контур с током и магнитная стрелка?
- 4 Укажите способ определения направления вектора магнитной индукции.
- 5 Что называется линиями магнитной индукции?
- 6 Какие поля называют вихревыми?
- 7 Что называют потоком магнитной индукции?
- 8 Чему равен модуль силы Ампера?
- 9 Сформулируйте правило для определения направления силы Ампера.
- 10 Сформулируйте правило для определения направления силы Лоренца.
- 11 Чему равен модуль силы Лоренца?
- 12 Почему сила Лоренца не меняет модуля скорости заряженной частицы?
- 13 Как движется заряженная частица в однородном магнитном поле, если начальная скорость частицы перпендикулярна линиям магнитной индукции?
- 14 Какая величина характеризует магнитные свойства среды?
- 15 Какие тела называют ферромагнетиками?
- 16 Что такое температура Кюри?
- 17 В чем состоит явление электромагнитной индукции?
- 18 Как определяется направление индукционного тока?
- 19 Как формулируется закон электромагнитной индукции?
- 20 Какова природа сторонней силы, вызывающей появление индукционного тока в неподвижном проводнике?
- 21 В чем отличие вихревого электрического поля от электростатического или стационарного?
- 22 Какова природа сторонней силы, вызывающей появление индукционного тока в движущемся проводнике?
- 23 Что называют самоиндукцией?
- 24 Как направлено по отношению к направлению тока вихревое электрическое поле в проводнике при увеличении и уменьшении силы тока?
- 25 Что называют индуктивностью проводника?
- 26 В каких единицах измеряется индуктивность?
- 27 Чему равна ЭДС самоиндукции?
- 28 Чему равна энергия электрического тока?

5 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

5.1 Колебательный контур.

Свободные электромагнитные колебания

Замкнутая электрическая цепь, состоящая из последовательно соединенных катушки индуктивности, конденсатора и омического сопротивления (резистора), называется колебательным контуром.

Пусть у нас имеется экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 5.1.1. Она состоит из колебательного контура, источника ЭДС и осциллографа. Предположим, что омическое сопротивление контура пренебрежимо мало, так что его влияние на процессы в контуре можно не учитывать. Замкнем ключ K . При разомкнутом ключе K_1 конденсатор C заряжается от источника тока \mathcal{E} . Теперь разомкнем ключ K и замкнем ключ K_1 . Конденсатор начинает разряжаться через катушку индуктивности L . Чтобы можно было наблюдать процессы, происходящие в колебательном контуре при разрядке конденсатора через катушку индуктивности, к контуру подключается осциллограф. Оказывается, что в контуре возникает электрический ток, периодически меняющийся и по амплитуде и по направлению. Следовательно, периодически изменяются по модулю и по направлению напряженность электрического поля в конденсаторе и индукция магнитного поля в катушке. Согласованные периодические изменения взаимосвязанных электрического и магнитного полей называются электромагнитными колебаниями. Колебания физических величин, наблюдаемые в колебательном контуре с нулевым омическим сопротивлением, называются свободными электромагнитными колебаниями. Период свободных электромагнитных колебаний определяют по формуле Томсона

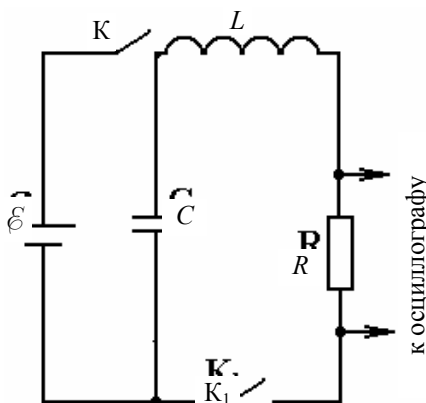
$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (5.1.1)$$

При выводе этой колебательном контуре В реальном колебательном энергии. Во-первых, всегда и, следовательно, энергии электрического внутренней энергии и пространство. Во-вторых,

излучение

пространство. От типа

излучается в окружающее пространство. Контур, который практически не излучает, называется закрытым колебательным контуром. Чем меньше активное сопротивление закрытого колебательного контура, тем медленнее затухают в нем свободные электромагнитные колебания. Частота свободных электромагнитных колебаний в колебательном контуре называется собственной частотой этих колебаний. Если можно считать индуктивность полностью сосредоточенной в катушке, а емкость – в конденсаторе, то контур называется контуром с сосредоточенными параметрами. Обычно это выполняется при достаточно низких частотах колебаний.



формулы предполагается, что в отсутствуют потери энергии ($R = 0$). контуре всегда имеются потери имеется омическое сопротивление нагревание. Другими словами, часть тока неизбежно превращается во рассеивается в окружающем часть энергии тока расходуется на

электромагнитных волн в контура зависит, сколько энергии

5.2 Превращения энергии в колебательном контуре

Рассмотрим последовательные стадии колебательного процесса в идеальном колебательном контуре. Сначала конденсатор заряжают, сообщая его обкладкам заряды $\pm q_0$. Поэтому в начальный момент времени между обкладками конденсатора возникает электрическое поле. Вся энергия контура сосредоточена в конденсаторе. При замыкании ключа в контуре возникает возрастающий со временем ток. Этот ток нейтрализует заряд на пластинах конденсатора, приводя к его разрядке. В результате энергия электрического поля уменьшается, а энергия магнитного поля катушки возрастает. Полная электрическая и магнитная энергия в контуре сохраняется, поскольку контур идеальный. В момент времени $t = T/4$, конденсатор полностью разрядится и энергия электрического поля обращается в нуль. В этот момент энергия магнитного поля достигает максимального значения. Начиная с этого момента, сила тока в контуре убывает, а следовательно, уменьшается магнитный поток в катушке. Согласно правилу Ленца, умень-

шению магнитного потока препятствует индукционный ток, протекающий в том же направлении, что и ток разрядки конденсатора. Конденсатор начинает перезаряжаться. Между его обкладками возникает электрическое поле. Оно ослабляет ток, который в момент времени $t = T/2$ обращается в нуль. В этот момент заряд на обкладках конденсатора достигает первоначального значения, но знак заряда противоположен первоначальному. В дальнейшем те же процессы идут в обратном направлении. Спустя время $T/2$ система вернется в первоначальное состояние. После этого все процессы повторяются. Таким образом, в контуре совершаются гармонические незатухающие колебания заряда на обкладках конденсатора и силы тока в катушке индуктивности.

5.3 Электромагнитные волны

Мы уже знаем, что между изменяющимися во времени электрическим и магнитным полями существует взаимосвязь. Переменное магнитное поле порождает вихревое электрическое поле, а переменное электрическое поле порождает вихревое магнитное поле. Поэтому в соседних областях пространства возникает единое электромагнитное поле. Возникающая и распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна является поперечной. Направления векторов напряженности электрического поля и индукция магнитного поля перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны.

Источником электромагнитной волны является переменный электрический ток. Сила тока пропорциональна скорости движения заряженных частиц. Поэтому электромагнитная волна возникает, если скорость движения заряженных частиц зависит от времени. Другими словами, излучение электромагнитных волн возникает при ускоренном движении электрических зарядов. Гармонически изменяющийся электрический ток является источником гармонических волн. Уравнение бегущей гармонической волны напряженности электрического поля, распространяющейся в положительном направлении оси X со скоростью v , имеет вид

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (5.3.1)$$

Уравнение бегущей гармонической волны индукции магнитного поля, распространяющейся в положительном направлении оси X со скоростью v , имеет вид

$$B = B_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (5.3.2)$$

Электромагнитные волны переносят энергию и импульс электромагнитного поля. Этим объясняется давление, которое электромагнитные волны оказывают на встречающиеся на их пути объекты.

Слова и словосочетания

Электромагнитные колебания	Катушка индуктивности
Колебательный контур	Омическое сопротивление
Резистор	Пренебрежимо мало
Осциллограф	Разряжаться через катушку индуктивности
Амплитуда	Периодически меняющийся
Период колебаний	по...
Рассеиваться	Рассеивание энергии
Излучение	Излучение электромагнитных волн
Частота колебаний	Закрытый колебательный контур
Идеальный колебательный контур	Сосредоточенные параметры
Электромагнитные волны	
Поперечная волна	

Переменный ток

Гармонические незатухающие
колебания
Уравнение бегущей волны

Вопросы для самопроверки

- 1 Какую схему называют колебательным контуром?
- 2 Что называют электромагнитными колебаниями?
- 3 Опишите процессы, происходящие в колебательном контуре при замыкании и размыкании цепи?
- 4 Какие электромагнитные колебания называют свободными?
- 5 По какой формуле определяется период свободных электромагнитных колебаний?
- 6 Каковы пути рассеяния энергии в реальном колебательном контуре?
- 7 Какой колебательный контур называют закрытым?
- 8 Что называют электромагнитной волной?
- 9 Что служит источником электромагнитной волны?

10 КАК ЗАПИСЫВАЕТСЯ УРАВНЕНИЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ДЛЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ.

ОГЛАВЛЕНИЕ

- 1 ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ
.....
- 2 ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕПОДВИЖНЫХ ЗАРЯДОВ
.....
- 3 ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК
.....
- 4 МАГНИТНОЕ ПОЛЕ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ
- 5 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
.....