

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
ЛУГАНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
ЛУГАНСКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ
«ЛУГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ВЛАДИМИРА ДАЛЯ»
Стахановский инженерно-педагогический институт менеджмента
Кафедра общеинженерных дисциплин

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

по дисциплине

«ФИЗИКА»

для студентов направления подготовки
44.03.04 Профессиональное обучение (по отраслям)

В 3-х частях. Часть 2
Электростатика. Электрический ток. Магнетизм

УДК 53(075)

*Рекомендовано к изданию Учебно-методическим советом
ГОУ ВО «ЛГУ им. В. Даля»
(протокол № ___ от _____ 2021 г.)*

Конспект лекций по дисциплине «**Физика**» для студентов направления подготовки 44.03.04 **Профессиональное обучение (по отраслям). В 3-х частях. Часть 2. «Электростатика. Электрический ток. Магнетизм».** / Сост.: В.И.Сафонов. – **Стаханов:** ГОУ ВО ЛНР «ЛГУ им. В. ДАЛЯ», 2021. – 52 с.

В конспективной форме приведены теоретические положения курса физики. Для каждого раздела приведены решения наиболее типичных задач.

Предназначен для студентов профиля «Экономика и управление», «Информационные технологии и системы», «Электроснабжение», «Безопасность технологических процессов и производств», «Горное дело. Подземная разработка пластовых месторождений», «Горное дело. Электромеханическое оборудование, автоматизация процессов добычи полезных ископаемых и руд», «Горное дело. Технологическая безопасность и горноспасательное дело», «Профессиональная психология», «Управление персоналом».

Составитель:	доц. Сафонов В.И.
Ответственный за выпуск:	доц. Сафонов В.И.
Рецензент:	доц. Петров А.Г.

Учебное издание

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
по дисциплине
«ФИЗИКА»
для студентов направления подготовки
44.03.04 Профессиональное обучение (по отраслям)
В 3-х частях. Часть 2
Электростатика. Электрический ток. Магнетизм

Составитель:
Валентин Иванович Сафонов

Печатается в авторской редакции.
Компьютерная верстка и оригинал-макет автора.

Подписано в печать _____
Формат 60x84¹/₁₆. Бумага типограф. Гарнитура Times
Печать офсетная. Усл. печ. л. _____. Уч.-изд. л. _____
Тираж 100 экз. Изд. № _____. Заказ № _____. Цена договорная.

Издательство Луганского национального
университета имени Владимира Даля

*Свидетельство о государственной регистрации издательства
МИ-СРГ ИД 000003 от 20 ноября 2015 г.*

Адрес издательства: 91034, г. Луганск, кв. Молодежный, 20а
Телефон: 8 (0642) 41-34-12, **факс:** 8 (0642) 41-31-60
E-mail: uni@snu.edu.ua **http:** www.snu.edu.ua

Содержание

РАЗДЕЛ 4. ЭЛЕКТРОСТАТИКА. ПОСТОЯННЫЙ ТОК.....	5
ЛЕКЦИЯ 12. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКА.....	5
4.1. Электростатика.....	5
4.1.1. Закон Кулона.....	5
4.1.2. Электрическое поле. Напряжённость.....	6
4.1.3. Теорема Гаусса для электрического поля в вакууме.....	7
4.1.4. Поле точечного заряда.....	10
4.1.5. Система неподвижных электрических зарядов.....	10
Контрольные вопросы.....	12
ЛЕКЦИЯ 13. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ДИЭЛЕКТРИКАХ. ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.....	13
4.1.6. Типы диэлектриков. Поляризация.....	13
4.1.7. Поляризованность.....	14
4.1.8. Теорема Гаусса для поля в диэлектриках. Сегнетоэлектричество.....	15
4.1.9. Распределение зарядов в проводнике.....	16
4.1.10. Емкость. Конденсаторы.....	16
4.1.11. Энергия электрического поля.....	18
4.1.12. Методические указания и рекомендации.....	18
4.1.13. Примеры решения задач.....	19
Контрольные вопросы.....	20
ЛЕКЦИЯ 14. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В МЕТАЛЛАХ, ЖИДКОСТЯХ, ГАЗАХ.....	20
4.2. Постоянный ток.....	20
4.2.1. Электрический ток и его характеристики.....	20
4.2.2. Источники электрической энергии.....	21
4.2.3. Законы постоянного тока. Закон Ома.....	22
4.2.4. Правило Кирхгофа.....	23
4.2.5. Электронная теория проводимости металлов.....	24
4.2.6. Ток в жидкостях и газах.....	25
4.2.7. Методические указания и рекомендации.....	27
4.2.8. Примеры решения задач.....	27
Контрольные вопросы.....	28
РАЗДЕЛ 5. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ.....	29
ЛЕКЦИЯ 15. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ.....	29
5.1. Магнитное поле (МП).....	29
5.1.1. Магнитное поле и его характеристики.....	29
5.1.2. Закон Био-Савара-Лапласа.....	30
5.1.3. Сила Ампера. Сила Лоренца.....	32
5.1.4. Закон полного тока.....	33
5.1.5. Магнитный поток. Работа в магнитном поле.....	34
5.1.6. Магнитное поле в веществе. Магнитные моменты атомов.....	35
5.1.7. Диамагнетики и парамагнетики. Намагниченность.....	36

5.1.8. Ферромагнетики	37
5.1.9. Методические указания и рекомендации.....	38
Контрольные вопросы.....	38
ЛЕКЦИЯ 16. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ.....	39
5.2. Электромагнитная индукция.....	39
5.2.1. Явление электромагнитной индукции (ЭМИ).....	39
5.2.2. Частные случаи ЭМИ.....	40
5.2.3. Вращение рамки в МП.....	41
5.2.4. Явление самоиндукции.....	42
5.2.5. Токи замыкания и размыкания контура	43
5.2.6. Взаимная индукция	43
5.2.7. Методические указания и рекомендации.....	44
5.2.8. Примеры решения задач	44
5.3. Энергия МП	45
5.4. Теория Максвелла	45
5.4.1. Вихревое магнитное поле	45
5.4.2. Ток смещения	46
5.4.3. Система уравнений Максвелла	47
5.4.4. Методические указания и рекомендации.....	47
Контрольные вопросы.....	48
Задания для самостоятельной работы	48
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	49
СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ.....	50

$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$ – индукция поля проводника на расстоянии R от оси.

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

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_{\text{внутри}}$$

$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$ – связь между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля.

$\vec{B} = \sum \vec{B}_i$ – принцип суперпозиции магнитных полей.

$F = \mu\mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi r}$ – сила взаимодействия двух проводников.

$\vec{\Phi} = \vec{B} d\vec{S}$ – магнитный поток.

$W_{\text{М.П.}} = \frac{LI^2}{2}$ – энергия магнитного поля.

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

$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$ – ЭДС индукции в замкнутом контуре.

$\varepsilon_{is} = -L \frac{dI}{dt}$ – ЭДС самоиндукции.

РАЗДЕЛ 4. ЭЛЕКТРОСТАТИКА. ПОСТОЯННЫЙ ТОК

ЛЕКЦИЯ 12. Электрическое поле в вакууме и его характеристика.

План лекции

1. Закон Кулона
2. Электрическое поле. Напряженность.
3. Теорема Гаусса для электрического поля в вакууме.
4. Циркуляция вектора напряженности.
5. Потенциал.

Электродинамика - это теория электромагнитного взаимодействия. Это наука о свойствах электромагнитного поля и его взаимодействие с зарядами, о связи электрических и магнитных явлений, об электрических токах.

Электродинамика делится на классическую, релятивистскую и квантовую. Мы будем рассматривать классическую электродинамику, причем, далеко не в полном объеме. Правильно было бы назвать наш курс введением в классическую электродинамику.

Основная (базовая) модель – точечный заряд – заряженное тело, размерами которого можно пренебречь (материальная точка, которая имеет электрический заряд).

Процессы, обусловленные электромагнитным взаимодействием, наиболее управляемые. Этим объясняется настолько широкое использование энергии электрического тока в промышленности и в быту.

Заряд любого микроскопического тела складывается из целого числа элементарных зарядов. Носителем элементарного отрицательного заряда является электрон, положительного – протон. Элементарный заряд обозначается e . Он равен $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Если тело заряжено отрицательно, значит у него избышек электронов, положительно – протонов.

Закон сохранения электрического заряда: алгебраическая сумма электрических зарядов тел, которые образуют электроизолированную систему, неизменна. Это фундаментальный закон сохранения.

4.1. Электростатика

Электростатика - раздел электродинамики, в котором рассматриваются поля неподвижных зарядов и взаимодействие этих зарядов.

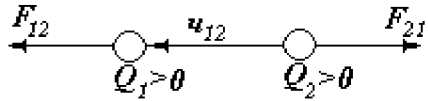
4.1.1. Закон Кулона

Закон взаимодействия неподвижных точечных зарядов установлен экспериментально в 1785 г. Ш. Кулоном с помощью крутильных весов. Закон Кулона: сила взаимодействия F между двумя неподвижными точечными зарядами, которые находятся в вакууме, пропорциональна зарядам Q_1 и Q_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2},$$

где k – коэффициент пропорциональности, который зависит от выбора системы единиц.

В СИ: $k=1/4\pi\epsilon_0=9\cdot 10^9\text{м/Ф}$, где $\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}\text{Ф/м}$ – электрическая постоянная.



Сила \vec{F} направлена по прямой, соединяющей взаимодействующие заряды и соответствует притяжению ($F<0$) в случае разноименных зарядов и отталкиванию ($F>0$) в случае одноименных зарядов. Закон Кулона в форме можно применять к точечным зарядам.

Рис. 31

4.1.2. Электрическое поле. Напряжённость

Каждый заряд (заряженное тело) создает в пространстве вокруг себя электрическое поле, которое действует на другой заряд, помещенный в это поле. Сила, очевидно, определяется как характеристиками помещенного заряда, так и характеристиками поля в точке пребывания заряда. Для определения характеристик поля используется индикатор – точечный положительный заряд (пробный заряд). Вводится силовая характеристика поля – напряжённость \vec{E} .

По определению, $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$ численно равно силе, которая действует на положительный точечный заряд, помещенный в данную точку поля. $[E]=\text{Н/Кл}=\text{В/м}$.

Напряжённость поля точечного заряда: поле, которое образовано точечным зарядом Q ; другой точечный заряд q – индикатор. Тогда получаем:

$$E = F/q = kT = \frac{F}{q} = \frac{qQ}{r^2q} = k \frac{Q}{r^2}.$$

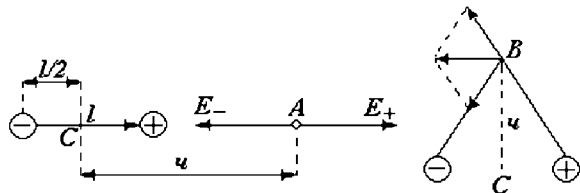
Если поле образовано несколькими зарядами Q_1, Q_2 и т.п., то на пробный заряд действует результирующая сила:

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

Разделив на q получаем $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$ – поле, которое образовано системой зарядов, равно векторной сумме полей, создаваемых каждым зарядом отдельно – принцип суперпозиции (наложение) полей. Здесь мы вместо «напряжённость поля» говорим «поле». Такой «профессиональный жаргон» широко используется в физике и её приложениях.

Применим принцип суперпозиции для расчетов поля электрического диполя. Это система двух разноименных одинаковых по модулю жестко связанных точечных зарядов, при условии $l \ll r$, где l – плечо диполя, r – расстояние от центра симметрии до точки пространства, которую рассматриваем. Вводим векторную величину \vec{P} – дипольный момент. По определению:

$$\vec{P} = |Q| \vec{l}.$$



Найдем поле диполя в точке A (см. рис. 32).

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\epsilon}{R+r}; \quad j = \frac{E}{\rho} = E\gamma \text{ – закон Ома.}$$

$$R = \rho \frac{l}{S} \text{ – сопротивление проводника.}$$

$$R = R_0(1 + \alpha\Delta T) \text{ – температурное изменение сопротивления.}$$

$$\epsilon = \frac{A_{cm}}{q}; \quad A_{cm} = \epsilon I \Delta t$$

$$I_{к.з.} = \frac{\epsilon}{r}$$

$$Q = A = IU\Delta t = I^2 R \Delta t = \frac{U^2}{R} \Delta t \text{ – закон Джоуля-Ленца.}$$

$$P = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \text{ – мощность.}$$

$$\omega = \gamma E^2 = \frac{E^2}{\rho} = jE$$

$$\sum I_i = 0 \text{ – правило Кирхгофа для узлов.}$$

$$\sum I_i R_i = \sum \epsilon_k \text{ – правило Кирхгофа для контуров.}$$

$$\text{Параллельное соединение проводников: } U = \sum U_i; R = \sum R_i.$$

$$\text{Последовательное соединение: } I = \sum I_i; \frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R}.$$

Электромагнетизм.

$$\vec{F}_{ЛОР} = q[\vec{v} \times \vec{B}]; \quad F_{ЛОР} = Bqv \text{ – сила Лоренца.}$$

$$F_A = BIl \text{ – сила Ампера, действующая на проводник длиной } l.$$

$$\vec{B} = \frac{[\vec{v} \times \vec{E}]}{c_2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \text{ – магнитная индукция поля в точке.}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2R} \text{ – магнитная индукция в центре витка.}$$

$$\vec{B} = \mu_0 I \frac{N}{l} \text{ – индукция внутри соленоида.}$$

Электростатика.

$$F_K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2} - \text{закон Кулона.}$$

$$E = \frac{F}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q|}{r^2} - \text{напряженность электрического поля}$$

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i - \text{принцип суперпозиции полей.}$$

$$\Phi = \vec{E} \cdot \vec{S} - \text{поток через площадку } S.$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\sum q_{\text{ВНУТР}}}{\epsilon_0} - \text{теорема Гаусса.}$$

$$\oint_l \vec{E} \cdot dL = 0 - \text{теорема в циркуляции.}$$

$$\varphi = \frac{W}{q} = -\int \vec{E} \cdot d\vec{r} - \text{потенциал.}$$

$$A = q \int_A^B \vec{E} \cdot dl = q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

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

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}; W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} - \text{плоский конденсатор.}$$

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r - \text{емкость заряженного шара.}$$

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} - \text{емкость сферического конденсатора.}$$

$$P = \frac{\sum P_i}{V} - \text{поляризованность диэлектрика.}$$

$$\oint \epsilon E ds = \frac{\sum q_{\text{СВЯЗ}}}{\epsilon_0} - \text{теорема Гаусса для диэлектриков.}$$

Электродинамика. Постоянный ток.

$$I = \frac{q}{\Delta t} = qnSv; j = \frac{I}{S} = qnv$$

Рис. 32

$$E_A = E_+ + E_- = k \frac{Q}{(r-0,5\ell)^2} - k \frac{Q}{(r+0,5\ell)^2}.$$

$$\text{Т.к. } \ell \ll r, \text{ то } E_A = k \frac{Q \cdot 2r\ell}{r^4} = k \frac{P}{r^3}.$$

$$\text{Самостоятельно найдите поле диполя в точке } B: E_B = k \frac{P}{r^3}.$$

Электрическое поле можно изображать графически, наглядно, с помощью линий напряженности – линий, касательных в каждой точке и совпадающих по направлению с вектором \vec{E} поля в каждой точке (см. рис. 33).

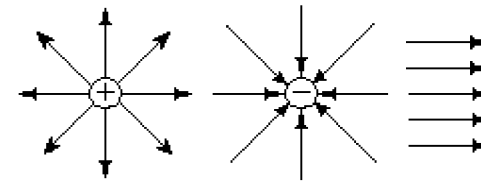


Рис. 33

Густота (плотность) силовых линий численно равняется \vec{E} поля в данной области пространства. Плотность равняется числу линий E , пересекающих единичную (1 м^2) площадку, расположенную перпендикулярно линиям. Поле \vec{E} , напряжённость которого во всех точках одинаковая, называется однородным. Силовые линии такого поля параллельные.

Число линий, которые пересекают произвольную площадку, ориентированную произвольно, называется потоком \vec{E} сквозь эту площадку. Поток \vec{E} сквозь площадку ds равен

$$d\Phi(E) = d\Phi(\vec{E}) = \vec{E} d\vec{S} = \vec{E} \vec{n} ds = E \cos \alpha ds = E_n ds.$$

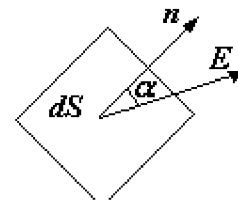


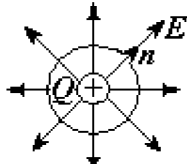
Рис. 34

Здесь \vec{n} – единичный вектор внешней нормали к площадке ds . Поток сквозь поверхность S равен сумме потоков сквозь элементарные площадки ds , на которые разбивается поверхность S :

$$\Phi(E) = \int_S \vec{E} d\vec{S}.$$

4.1.3. Теорема Гаусса для электрического поля в вакууме

Поле образовано точечным положительным зарядом Q . Вычислим поток $\Phi(E)$ сквозь замкнутую поверхность S (гауссова поверхность), которая охватывает заряд Q . За гауссову поверхность примем сферическую поверхность радиуса r (поскольку она симметрична, а заряд находится в центре. Вычисляем:



$$\Phi(E) = \oint_s \vec{E} d\vec{S} = \oint_s E ds \cos 0^\circ = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \oint_s ds =$$

$$= \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} Q$$

Рис. 35

В общем случае, если поле создается системой зарядов, тогда:

$$\Phi(E) = \oint_s \vec{E} d\vec{S} = \sum_s \oint_s \vec{E}_i d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum Q_i$$

Последнее выражение – это теорема Гаусса для поля в вакууме: поток \vec{E} сквозь произвольную замкнутую поверхность S равен алгебраической сумме зарядов, которые находятся внутри этой поверхности, деленной на ϵ_0 . Если заряд распределен в пространстве непрерывно, тогда теорема Гаусса запишется в виде:

$$\Phi(E) = \oint_v \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v \rho dV,$$

где $\rho = \frac{\sum Q_i}{V}$ – объемная плотность заряда.

Теперь уже (пока в упрощенном варианте; на первоначальном этапе) мы можем сформулировать основную задачу электростатики и указать пути ее решения.

Задача: по известному распределению зарядов в пространстве определить напряжённость поля, которое создано этими зарядами. определить – значит найти \vec{E} как функцию координат.

Способы решения задачи:

1. «Метод ножниц». Заряженное макроскопическое тело, которое нельзя рассматривать как точечный заряд, «режем» на «маленькие кусочки» (элементы), каждый из которых можно считать приблизительно точечным зарядом. Для каждого элемента записываем \vec{E}_i как для точечного заряда. Складываем векторно все \vec{E}_i , получаем \vec{E} поля, создаваемого заряженным телом.

2. Метод Гаусса. Он эффективен в том случае, если полю присущий тот или иной тип симметрии. В свою очередь, поле будет симметричным тогда, когда будет симметричным заряженное тело (тела), которые создает это поле. К таким полям относятся поля, создаваемые точечным зарядом, заряженным шаром (сферическая симметрия); бесконечной равномерно заряженной плоскостью, бесконечной равномерно заряженной нитью (цилиндром). Рассмотрим некоторые из этих полей.

Поле, образующее плоскость («плоское» поле). Вводим поверхностную плотность заряда: $\sigma = \frac{Q}{S}$

Поле имеет плоскую симметрию (рис 1а). За гауссову поверхность вводим цилиндрическую поверхность так, чтобы основы (торцы) цилиндра были параллельные заряженной плоскости. \vec{n}_r и \vec{n}_s – единичные векторы нормали соглас-

Список рекомендованной литературы

1. Старостина И.А., Краткий курс физики для бакалавров : учебное пособие / И.А. Старостина, Е.В. Бурдова, Р.С. Сальманов - Казань : Издательство КНИТУ, 2016. - 364 с. - ISBN 978-5-7882-2035-2 - Текст : электронный // ЭБС "Консультант студента" : [сайт]. - URL : <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785788220352.html>
2. Полянская Е.Е., Зайковский О.И. Курс физики. 2-е изд., испр. и доп. – Оренбург: Изд-во ОГПУ, 2016. – 148 с. – ISBN 978-5-85859-643-1. Режим доступа: <https://www.twirpx.com/file/2170493/>
3. Варава А.Н., Общая физика : учебное пособие для вузов / Варава А.Н. - М. : Издательский дом МЭИ, 2017. - ISBN 978-5-383-01085-3 - Текст : электронный // ЭБС "Консультант студента" : [сайт]. - URL : <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785383010853.html>
4. Цаплев В.М. Курс физики для дистанционного обучения. Физические основы механики. Молекулярная физика и термодинамика. СПб.: Изд-во СЗГУ, 2015. – 144 с. Режим доступа: <https://www.twirpx.com/file/1713586/>
5. Трофимова Т.И., Фирсов А.В. Курс физики с примерами решения задач. В 2 томах. Том 1. М.: КноРус, 2015. – 568 с. – ISBN 978-5-406-04253-3. Режим доступа: <https://www.twirpx.com/file/1991197/>
6. Повзнер А.А., Андреева А.Г., Шумихина К.А. Физика. Базовый курс. Часть 1. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2016. – 168 с. – ISBN 978-5-7996-1701-1. Режим доступа: <https://www.twirpx.com/file/2061058/>
7. Повзнер А.А., Андреева А.Г., Шумихина К.А. Физика. Базовый курс. Часть 2. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 144 с. – ISBN 978-5-7996-1948-0. Режим доступа: <https://www.twirpx.com/file/2242224/>

Контрольные вопросы.

1. Объясните понятие «электромагнитная индукция».
2. Вращение рамки в магнитном поле.
3. Объясните явление самоиндукции.
4. Явление взаимной самоиндукции.
5. Энергия магнитного поля.
6. Вихревое магнитное поле.
7. Теория и система уравнений Максвелла.

Задания для самостоятельной работы

1. Изучить материал лекции.
2. Ответить на контрольные вопросы.

Рекомендованная литература по теме лекции: [1, 2, 3]

но основы боковой поверхности цилиндра. Вычисляем поток:

$$\Phi(E) = 2\Phi^T(E) + \Phi^B(E) = 2 \int_{S_T} E ds \cos 0^\circ + \int_{S_B} E ds \cos 90^\circ = 2ES_T l.$$

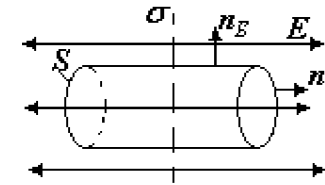


рис. а

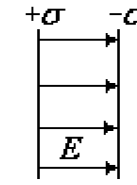


рис. б

С другой стороны, в соответствии с теоремой Гаусса: $E = \frac{Q}{\epsilon_0} = \sigma \frac{S_T}{\epsilon_0}$. Полу-

чаем: $2ES_T = \sigma \frac{S_T}{\epsilon_0}$. Отсюда: $E = \sigma \frac{1}{2\epsilon_0}$.

Поле, которое образовано двумя параллельными плоскостями (рис. б):

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Поле, образованное нитью: $\tau = \frac{Q}{l}$ [Кл/м] – линейная плотность заряда.

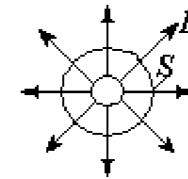


рис. в

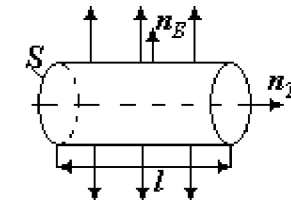


рис. г

Рисунок в – «вид в торец»; рисунок г – «вид со стороны». Поле имеет цилиндрическую симметрию. Гауссова поверхность – цилиндрическая поверхность. Заряженная нить – ось цилиндра – ось симметрии. Вычисляем поток:

$$\Phi(E) = \Phi(E) = \Phi^B(E) + 2\Phi^T(E) = \int_{S_B} E dS \cos 0^\circ + \int_{S_T} E dS \cos 90^\circ = ES_B.$$

По теореме Гаусса: $\Phi(E) = \frac{Q}{\epsilon_0} = \tau \frac{l}{\epsilon_0}$.

Получаем:

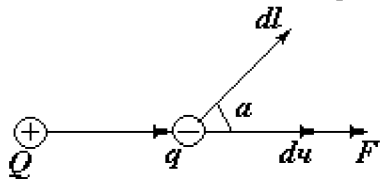
$$ES_B = \tau \frac{l}{\epsilon_0}; E2\pi r l = \tau \frac{l}{\epsilon_0},$$

где r – радиус основания цилиндра или расстояние от нити до точки на боковой поверхности цилиндра, в которой определяется \vec{E} . Получаем поле нити:

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

Итак, пользоваться теоремой Гаусса мы научились. Пользоваться «ножницами» научимся на практических занятиях.

4.1.4. Поле точечного заряда



Поле создается точечным зарядом Q . В этом поле перемещается точечный заряд q (см. рис. 36).

Рис. 36

Вычислим работу сил поля:

$$dA = \vec{F}d\vec{l} = Fdl \cos\alpha = Fdr = qedr = k \frac{qQ}{r^2} dr.$$

Работа A_{12} по перемещению заряда q из точки 1 в точку 2 равна:

$$A_{12} = \int dA = kqq \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = kqq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Работа по замкнутому кругу ($r_1=r_2=r$) равна:

$$A = kqq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = 0.$$

$$A = \oint_L q\vec{E}d\vec{l} = q \oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0 \Rightarrow \oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0.$$

Такой интеграл называется циркуляцией вектора \vec{E} по замкнутому кругу L . Работа сил электростатического поля (кулоновских сил) не зависит от формы пути; работа по замкнутому пути равняется нулю. Итак, эти силы консервативные. Соответствующее поле называется потенциальным полем (полем консервативных сил).

4.1.5. Система неподвижных электрических зарядов

Система неподвижных электрических зарядов (заряд в поле, созданным другими неподвижными зарядами) взаимодействуют с помощью консервативных сил. Такое взаимодействие можно охарактеризовать потенциальной энергией. Напомним определение:

1. W_n – энергия, которую имеет система тел, взаимодействующих с помощью консервативных сил, или же тело во внешнем силовом потенциальном поле.

2. W_n системы в заданной конфигурации равняется работе внутренних консервативных сил системы по переводению системы из заданной конфигурации в нулевую.

Рассматривая гравитационное взаимодействие, мы принимаем:

дается движущимися электрическими зарядами (ток проводимости), поляризационным током, а также переменным электрическим полем.

5.4.3. Система уравнений Максвелла

Система уравнений Максвелла описывает все процессы (в рамках классической модели) при участии электромагнитного поля (излучения), не учитывая микроскопических свойств вещества. Полная система уравнений Максвелла:

1	$\oint_L \vec{E}_n d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$	5	$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}$
2	$\int_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}) d\vec{S}$	6	$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$
3	$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$	7	$\vec{j} = \gamma \vec{E}$
4	$\oint_S \vec{B}^* d\vec{S} = 0$		

Подведем итоги. Эти уравнения описывают:

- 1 – явление ЭМИ;
- 2 – магнитоэлектрическая индукция;
- 3 – теорема Гаусса для электростатического поля (поле создается электрическими зарядами);
- 4 – теорема Гаусса для магнитного поля (магнитных зарядов в природе не существует);
- 5 – вещественные уравнения; свойства вещества на макроскопическом уровне;
- 6 – вещественные уравнения; свойства вещества на макроскопическом уровне;
- 7 – закон Ома (связь: поле – ток проводимости)
Аналога закона Ома для МП нет, потому что не существует магнитных зарядов, не существует магнитного тока проводимости.

5.4.4. Методические указания и рекомендации

Уравнение Максвелла – это теоретическое обобщение основных законов электромагнетизма на основе представлений о полевого близкодействии (взаимодействие распространяется с конечной скоростью).

Электрическое и магнитное свойства сред описываются феноменологично – через обычные экспериментальные параметры ϵ , μ и удельную проводимость γ .

Электромагнитное поле может существовать в отрыве от зарядов (свободное поле); оно является самостоятельным физическим объектом.

Действие энергии электромагнитного поля на потенциальную и кинетическую теряет смысл.

носителем контура, рамки, относительно избранной системы отсчета) МП порождает вихревое электрическое поле, энергетическая характеристика которого – ЭДС (ЭДС индукции, самоиндукции, взаимной индукции). Силовая характеристика – напряженность вихревого электрического поля \vec{E}_B . Закон ЭМИ по Максвеллу записывается так:

$$\oint \vec{E}_B d\vec{\ell} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{S}.$$

Предположим дальше, что поверхность не деформируется, то есть её видимая площадь $S = const$, тогда:

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = -\int \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S} \text{ – уравнение, которое описывает процесс ЭМИ.}$$

Запишем производную $\frac{d\vec{B}}{dt}$ как частную производную потому, что в общем случае индукция \vec{B} может быть функцией не только времени, но и координат:

$$\vec{B} = \vec{B}(x, y, z, t).$$

5.4.2. Ток смещения

Максвелл обобщил закон полного тока, предположив, что переменное электрическое поле, как и электрический ток, является источником МП. Количественной мерой магнитного действия переменного электрического поля служит ток смещения.

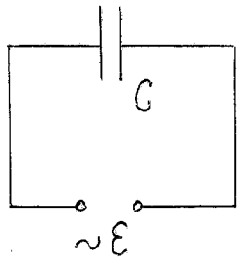


Рис. 64

Ход соображений Максвелла: МП создается электрическим током. Линии индукции МП замкнуты, итак, «линии тока» также должны быть замкнутыми. На схеме они замкнуты всюду, кроме промежутка между обкладками конденсатора (см. рис. 64). Вводим в этот промежуток ток смещения таким образом, чтобы линии тока не перерывались. Тогда сила тока смещения:

$$I_{CM} = I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \int \sigma dS = \int \frac{d\vec{D}}{dt} d\vec{S}.$$

Плотность тока смещения: $\vec{j}_{CM} = \frac{d\vec{D}}{dt}$. Поскольку $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, тогда:

$$\vec{j}_{CM} = \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{d\vec{P}}{dt}.$$

Первое слагаемое описывает ток смещения, порождаемый переменным электрическим полем, второе – ток смещения, порождаемый поляризационным током (ток обусловлен переориентацией диполей в переменном электрическом поле). Окончательно закон полного тока:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{J} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) d\vec{S}.$$

Это уравнение описывает процесс (совокупность процессов), который по аналогии можно назвать явлением магнитоэлектрической индукции. МП порож-

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \Rightarrow F \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

$$\text{Аналогично здесь: } F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \Rightarrow F \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

Рассмотрим систему, которая состоит из двух точечных зарядов. Заряд Q создает поле и является неподвижным; заряд q перемещается в этом поле. Конфигурация «1» (заданная; начальная) – расстояние между зарядами равно r . Конфигурация «2» (нулевая; конечная) – расстояние $r \rightarrow \infty$.

$$W_{n1} = A_{12} = A_{1\infty} = kqQ \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{\infty} \right) = k \frac{qQ}{r}; \quad (46.1)$$

$$W_{n1} - W_{n2} = A_{12}; \quad da = -dW_n.$$

Вводим энергетическую характеристику поля – потенциал:

$$\varphi_1 = \frac{W_{n1}}{q} = \frac{A_{1\infty}}{q} \text{ [Дж/Кл = В].}$$

Энергетическая характеристика поля φ и его силовая характеристика \vec{E} связаны между собой. Установим эту связь:

$$dA = \vec{F} d\vec{r} = q(E_x dx + E_y dy + E_z dz).$$

С другой стороны работу запишем так:

$$dA = -dW_n = -q d\varphi = -q \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} dx + \frac{\partial \varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial \varphi}{\partial z} dz \right).$$

Поскольку $\varphi = \frac{W_n}{q}$ и $dW_n = d(q\varphi) = q d\varphi$, то отсюда:

$$\vec{E} - \frac{d\varphi}{d\vec{r}} = -\vec{\nabla} \varphi = -grad \varphi \quad (46.2)$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z};$$

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} d\vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} d\vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} d\vec{k} \right) \quad (46.3)$$

Используя определение потенциала и (46.1), найдем потенциал поля, образованного точечным зарядом. Поле создается зарядом Q , заряд q служит индикатором. Тогда:

$$\varphi = \frac{W_n}{q} = k \frac{qQ}{r} \frac{1}{q} = k \frac{Q}{r} \quad (46.4)$$

Как видим, с точечным зарядом все просто. А если поле создается заряженным телом, которое нельзя смоделировать как точечный заряд? Здесь, по крайней мере, один старый испробованный метод мы имеем. Берем ножницы, режем заряженное тело на мелкие кусочки. Для каждого кусочка записываем φ_i (i – номер кусочка) по формуле (46.4). Затем соединяем все φ_i и получаем φ поля, создаваемого заряженным телом. Это мы сделаем на практических занятиях.

Есть и другой способ. Если известна напряженность \vec{E} поля, создаваемого

заряженным телом или же его легко определить (используя, например, теорему Гаусса), то потенциал φ этого поля определяем по формуле (46.2) или (46.3). Продемонстрируем это на примерах.

Поле заряженной сферы. $E = -\frac{d\varphi}{dz}$ (это вытекает из сферической симметрии поля). Отсюда $d\varphi = -E dr$, $E = k \frac{Q}{r^2}$ (для всех внешних точек). Тогда:

$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -kQ \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2}$. Отсюда получаем:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = kq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (46.5)$$

Поле заряженной нити. Цилиндрическая симметрия требует использования цилиндрических координат. В проекции на плоскость $z=0$ – имеем полярные координаты. Поле симметричное и поэтому от полярного угла не зависит.

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}; \quad d\varphi = -E dr; \quad E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r};$$

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r};$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \quad (46.6)$$

Поле плоскости. Плоская симметрия требует использовать декартовы координаты. Ось OX перпендикулярна заряженной плоскости.

$$E = const; \quad \varphi = \varphi(x); \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \int_{x_1}^{x_2} dx;$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} (x_2 - x_1) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} d \quad (46.7)$$

Контрольные вопросы.

1. Что изучает наука «Электродинамика»? Её основные понятия.
2. Что изучается в разделе «электростатика»?
3. Сформулируйте закон Кулона.
4. Сформулируйте понятия «электрическое поле», «напряженность электрического поля».

5. Сформулируйте теорему Гаусса для электрического поля.

6. Опишите поле точечного заряда.

7. Опишите понятие «система неподвижных электрических зарядов».

Задания для самостоятельной работы

1. Изучить материал лекции.
2. Ответить на контрольные вопросы.

Левая часть последнего выражения является полной мощностью, которую тратит батарея. Первый член справа дает мощность джоулевых (тепловых) потерь, а $IE_{инд} = W$ – это полезная (механическая) мощность двигателя. Итак,

$$W = EI - E \frac{I^2}{I_0}.$$

5.3. Энергия МП

При вращении витка в нем возникает ЭДС индукции E . На основании закона Фарадея

$$E = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

где $\Delta\Phi$ – изменение магнитного потока через плоскость витка за время Δt . Кроме того, по закону Ома

$$E = IR = R \frac{\Delta Q}{\Delta t},$$

где ΔQ – заряд, который прошел через поперечное сечение провода, из которого изготовлен виток (через гальванометр), за время Δt .

Сравнивая два последних равенства, получаем

$$\Delta Q = -\frac{\Delta\Phi}{R}. \quad (a)$$

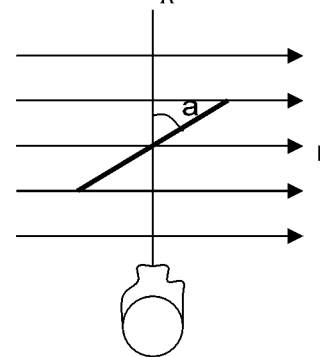


Рис. 63

Определим теперь изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ (см. рис. 63). В начальный момент, когда плоскость витка была перпендикулярна к силовым линиям магнитного поля, магнитный поток, который пронизывает плоскость витка, равняется:

$$\Phi_1 = \mu_0 HS,$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

По повороте витка на угол α магнитный поток изменится до величины $\Phi_2 = \mu_0 HS \cos \alpha$.

Итак,

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = -\mu_0 HS (1 - \cos \alpha)$$

Подставив значение $\Delta\Phi$ из последнего равенства в уравнение (a) и учитывая, что в этом случае $\Delta Q = Q$, получим

$$\cos \alpha = 1 - \frac{RQ}{\mu_0 HS}.$$

Подставляем числовые значения, учитывая, что E измеряется в вольтах, Φ – в веберах, H – в амперах/метр, S – в m^2 , получим:

$$\cos \alpha = -0,5 \Rightarrow \alpha = 120^\circ.$$

Напомним, что $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

5.4. Теория Максвелла

5.4.1. Вихревое магнитное поле

Явление ЭМИ по Максвеллу заключается в том, что всякое переменное (от-

Работа по перемещению контура с током может также рассматриваться как работа по созданию магнитного потока; работа по созданию МП:

$$dA = Id\Phi = Id(LI) = LI dI.$$

Энергия контура с током:

$$W_M = A = \int dA = L \int_0^I IdI = \frac{1}{2} LI^2.$$

Объемная плотность энергии МП (расчеты на примере соленоида):

$$\omega = \frac{W_M}{V} = \frac{I^2}{2} \mu\mu_0 n^2 V \frac{1}{V} = \frac{1}{2} \frac{(\mu\mu_0 I)^2}{\mu\mu_0} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 BH}{2\mu\mu_0} = \frac{1}{2} BH.$$

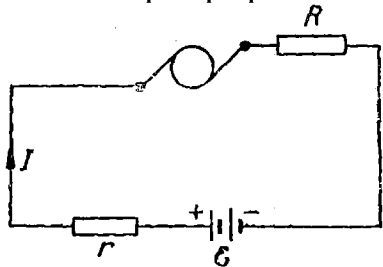
5.2.7. Методические указания и рекомендации

Рассмотренный материал с практической точки зрения имеет чрезвычайную важность: явление электромагнитной индукции и его отдельные проявления лежат в основе всей практической электротехники.

Внимательно проанализируйте различие в подходах Фарадея и Максвелла относительно явления электромагнитной индукции.

Рассмотренные вопросы будут изучаться в разделе «Переходные процессы» в курсе «Теоретические основы электротехники». Обратите особое внимание на правила коммутации и структуру решения дифференциального уравнения. Почему именно такие правила, а не другие? Откуда они вытекают? С точки зрения математической и физической – это обычное неоднородное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами.

5.2.8. Примеры решения задач



В рассматриваемой электрической цепи (см. рис. 62) заданы ЭДС батареи, которая равна E , и ЭДС индукции $E_{инд}$, которая возникает при вращении якоря и направлена навстречу E ; итак, для этой цепи законом Ома будет иметь вид:

$$E = IR + E_{инд},$$

Рис. 62

где R – омическое сопротивление цепи, которое состоит из сопротивления соединительных проводов, обмоток якоря двигателя, батареи и т.д. При приостановленном якорю, очевидно, $E_{инд} = 0$ и $E = I_0 R$. Подстановка последнего в первое дает

$$E = E \frac{I}{I_0} = E_{инд}.$$

Помножив обе части последнего равенства на ток I , получим

$$EI = E \frac{I^2}{I_0} + IE_{инд}.$$

Рекомендованная литература по теме лекции: [1, 2, 3]

ЛЕКЦИЯ 13. Электрическое поле в диэлектриках. Проводники в электрическом поле.

План лекции.

1. Типы диэлектриков. Поляризация.
2. Поляризованность.
3. Теорема Гаусса для поля в диэлектриках. Сегнетоэлектричество.
4. Распределение зарядов в проводнике.
5. Емкость. Конденсаторы.
6. Энергия электрического поля.

4.1.6. Типы диэлектриков. Поляризация

Вещества, которые не проводят электрический ток, называются диэлектриками (ДЭ). В ДЭ, в отличие от проводников, нет свободных носителей заряда – заряженных частиц, которые могли бы прийти под действием электрического поля в упорядоченное движение и образовать ток проводимости. Все молекулы ДЭ электрически нейтральны; однако молекулы имеют электрические свойства. В первом приближении молекулу можно рассматривать как электрический диполь.

ДЭ называется неполярным, если в отсутствии внешнего электрического поля «центры тяготения» положительных и отрицательных зарядов в молекулах этого ДЭ совпадают и дипольные моменты молекул равны нулю (H_2 , N_2 , O_2 и др.). Во внешнем поле происходит деформация электронных оболочек атомов и молекул. «Центры тяготения» положительных и отрицательных зарядов смещаются один относительно другого. Соответственно неполярная молекула ДЭ приобретает во внешнем электрическом поле индуцированный (приведенный) дипольный электрический момент, пропорциональный напряженности \vec{E} поля:

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \alpha \vec{E}, \quad (47.1)$$

где α – поляризация молекулы, которая зависит только от объема молекулы. Тепловое движение неполярных молекул не влияет на возникновение у них дипольных моментов; векторы \vec{P}_e всегда совпадают по направлению с вектором \vec{E} ; α не зависит от температуры. Это связано с малой инертностью электронов.

Полярным ДЭ называется такой ДЭ, молекулы (атомы) которого имеют электроны, расположенные несимметрично относительно атомных ядер (H_2O , $HC1$ и др.). В таких молекулах «центры тяготения» положительных и отрицательных зарядов не совпадают даже во время отсутствия внешнего электрического поля. В первом приближении такие молекулы – это твердые диполи с постоянным по модулю дипольным моментом. В однородном внешнем поле на твердый диполь действует пара сил, момент которой $\vec{M} = [\vec{P}_e \vec{E}]$. Момент \vec{M} хочет развернуть диполь так, чтобы вектор \vec{P}_e совпал по направлению из \vec{E} .

В действительности внешнее поле вызывает в полярных ДЭ не только поворот осей диполя по полю, но также и деформацию молекул, то есть появление у них дополнительного индуцированного дипольного момента.

При повороте диполя на малый угол $d\varphi$ силы поля выполняют работу δA за счет соответствующего уменьшения потенциальной энергии диполя:

$$\delta A = \delta A = -dW_n = -P_e E \sin \varphi d\varphi.$$

Если полярный ДЭ не находится во внешнем поле, то в результате теплового движения молекул векторы их дипольных моментов ориентированы хаотически. Поэтому сумма дипольных моментов всех молекул, которые содержатся в любом макроскопично малом объеме ΔV диэлектрика, равна нулю.

В неполярном ДЭ, который не находится во внешнем поле, дипольные моменты каждой отдельной молекулы равны нулю.

При внесении ДЭ во внешнее электрическое поле происходит поляризация ДЭ, что проявляется в том, что в любом малом объеме ΔV возникает отличный от нуля суммарный дипольный электрический момент молекул. ДЭ в таком состоянии называется поляризованным. В зависимости от построения молекул (атомов) диэлектрика различают три типа поляризации:

- ориентационная поляризация полярных ДЭ;
- электронная (деформационная) поляризация неполярных ДЭ;
- ионная поляризация в твердых ДЭ, которые имеют ионную кристаллическую решетку. Внешнее поле вызывает сдвиг в таких ДЭ всех положительных ионов в направлении поля, а всех негативных ионов – в противоположную сторону.

4.1.7. Поляризованность

Количественной мерой поляризации диэлектрика есть вектор поляризованности \vec{P} . По определению \vec{P} равняется суммарному дипольному моменту единицы объема ДЭ:

$$\vec{P} = \sum \frac{\vec{p}}{V} \quad (48.1)$$

$$\text{Учитывая (48.1): } \vec{P} = n_0 \varepsilon_0 \alpha \vec{E} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (48.2)$$

где n_0 – концентрация молекул, χ – диэлектрическая восприимчивость вещества. Рассмотрим ДЭ во внешнем поле E_0 .

Результирующее поле \vec{E} в ДЭ:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'; \quad E = E_0 - E'; \quad E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}.$$

Здесь \vec{E}' – поле, которое образовано связанными (поверхностными поляризованными) зарядами ДЭ;

σ' – поверхностная плотность этих зарядов (рис. 37)

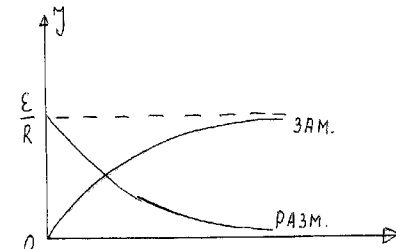


Рис. 60

$$\text{Окончательно: } I = \frac{\varepsilon}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}).$$

График зависимости от времени токов размыкания и замыкание цепи показаны на рис. 60.

5.2.5. Токи замыкания и размыкания контура

На общий сердечник намотаны две обмотки с количеством витков N_1 и N_2 . При пропускании тока I_1 через первую обмотку создается сцепленный со второй обмоткой суммарный магнитный поток (потокосцепление) $\Psi_{21} = L_{21}I_1$, где L_{21} – коэффициент взаимной индукции. Обмотки (контур) называются индуктивно связанными. И, наоборот, при пропускании тока I_2 через вторую обмотку создается сцепленный с первой обмоткой суммарный магнитный поток $\Psi_{12} = L_{12}I_2$. Определим коэффициент взаимной индукции. Ток I_1 создает поле $B_1 = \mu\mu_0 \frac{N_1}{l} I_1$.

Тогда:

$$\Psi_{21} = \Phi_1 N_2 = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S I_1 \Rightarrow L_{21} = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S = L_{12}.$$

При изменении тока в одной обмотке возникает индуктивный ток в другой обмотке, кроме того, что в первой обмотке возникает дополнительный ток самоиндукции.

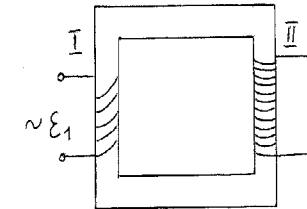


Рис. 61

Явление взаимной самоиндукции используется в трансформаторе (устройства для преобразования сменного тока, см. рис. 61). Примем n_1 – число витков первичной обмотки, n_2 – вторичной. Для контура первичной обмотки: $\varepsilon_1 - \frac{d}{dt}(n_1 \Phi) = I_1 R_1$ и должно выполняться условие: $I_1 R_1 \ll \varepsilon_1$ (в противном случае получим нагревательный прибор из-за чрезмерных потерь). Тогда: $\varepsilon_1 \approx n_1 \frac{d\Phi}{dt}$.

Во вторичной обмотке (в режиме холостого хода):

$$\varepsilon_1 \approx n_1 \frac{d\Phi}{dt}. \text{ Отсюда получаем: } \varepsilon_2 = -\varepsilon_1 \frac{n_2}{n_1}.$$

Отношение $\frac{n_2}{n_1}$ называется коэффициентом трансформации.

5.2.6. Взаимная индукция

Скин-эффект – это вытеснение тока в поверхностный очень тонкий слой проводника. Практическое применение: поверхностная закалка изделий. В тонком поверхностном слое выделяется джоулево тепло, слой нагревается.

5.2.4. Явление самоиндукции

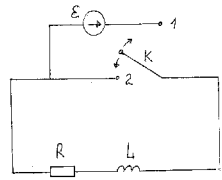


Рис. 59

Рассмотрим контур (см. рис. 59).

Ток размыкания. В момент $t=0$ ключ K переводится из положения 1 в положение 2 (отключается источник). Эта процедура переключения (мгновенное изменение режима работы контура) в электротехнике называется коммутацией. Для контура после коммутации запишем уравнение по второму правилу Кирхгофа:

$$IR = -L \frac{dI}{dt} \Rightarrow \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \Rightarrow \int \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int dt \Rightarrow \ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C_1 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \ln \frac{I}{C_1} = -\frac{R}{L} t \Rightarrow I = C_1 e^{-\frac{R}{L} t}.$$

Постоянную интегрирования C_1 определяем из начальных условий (правило коммутации): $I(O_+) = I(O_-)$ – ток через индуктивность не может изменяться мгновенно. Сила тока в контуре до коммутации: $I(O_-) = C_1$. Отсюда находим:

$$C_1 = I_0 = \frac{\varepsilon}{R}. \text{ Окончательно получаем: } I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}.$$

Ток замыкания. В момент $t=0$ ключ K переводится из положения 2 в положение 1 (см. рис.). Уравнение по второму правилу Кирхгофа:

$$IR = -L \frac{dI}{dt} + \varepsilon \Rightarrow L \frac{dI}{dt} + IR = \varepsilon.$$

Получили дифференциальное уравнение, которое отличается от предыдущих тем, что правая часть не равна нулю (неоднородное уравнение). Его решение ищем в виде: $I = I_1 + I_2$, где I_1 – общее решение, которое отвечает однородному уравнению, I_2 – частное решение неоднородного уравнения. В электротехнике I_1 называют свободный ток, I_2 – вынужденный ток. Решение I_1 найдено:

$$I_1 = C_2 e^{-\frac{R}{L} t}.$$

Решение I_2 в виде правой части (постоянная) $I_2 = A = const$ подставляем в исходное уравнение: $AR = \varepsilon$. Отсюда:

$$I_2 = A = \frac{\varepsilon}{R}.$$

Тогда решение уравнения принимает вид: $I = \frac{\varepsilon}{R} + C_2 e^{-\frac{R}{L} t}.$

Начальные условия (правило коммутации):

$$I(O_+) = I(O_-) = 0 \Rightarrow 0 = \frac{\varepsilon}{R} + C_2 \Rightarrow C_2 = -\frac{\varepsilon}{R}.$$

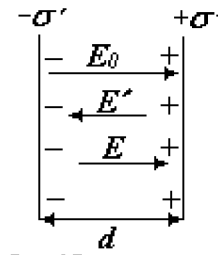


Рис.37

$$\sum P_i = Q' \alpha = \sigma' S \alpha = \sigma' V \quad P = \sigma' V / V = \sigma'$$

$$P = \sigma' \quad E' = P / \varepsilon_0 = \chi \varepsilon_0 E / \varepsilon_0 = \chi E$$

$$E = E_0 - \chi E \quad E = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

$\varepsilon = 1 + \chi$ – диэлектрическая проницаемость. Для всех ДЭ:
 $\chi > 0, \varepsilon > 1.$

4.1.8. Теорема Гаусса для поля в диэлектриках. Сегнетоэлектричество

Если поместить ДЭ во внешнее поле, тогда в ДЭ поле: $E < E_0$. Извне плотность линий напряженности оказывается больше, чем внутри ДЭ; линии напряженности на границе вакуум-ДЭ, а также ДЭ-ДЭ разрываются. Вводится вектор электрического смещения:

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \text{ линии которого не разрываются.}$$

\vec{D} характеризует поле, которое образовано свободными зарядами Q и \vec{E} – результирующее поле – поле свободных зарядов Q плюс поле связанных зарядов Q' .

Теорема Гаусса для поля в ДЭ:

$$\oint_s \vec{D} d\vec{S} = \sum Q; \quad \oint_s \varepsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = \sum Q + \sum Q'.$$

Сегнетоэлектриками называется группа кристаллических ДЭ, которые имеют в определенном интервале температур самовольную (спонтанную) поляризацию (сегнетова соль, титанат бария). Во время отсутствия внешнего поля весь объем сегнетоэлектрика произвольно разбит на небольшие области, которые поляризованы до насыщения и называются доменами.

Поляризация такого ДЭ во внешнем поле состоит, во-первых, в сдвиге границ доменов и росте размеров тех доменов, векторы \vec{P} которых близки к направлению \vec{E} , и, во-вторых, в повороте электрических моментов доменов в соответствии с направлением поля. В довольно сильном поле достигается состояние насыщения, когда весь образец поляризован по направлению поля и его поляризованность \vec{P} не меняется при дальнейшем увеличении \vec{E} .

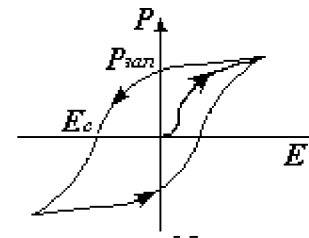


Рис. 38

Для сегнетоэлектриков характерно явление диэлектрического гистерезиса (запаздывание), что выражается в расхождении значений поляризованности образца при одной и той же напряженности поля в зависимости от значения предыдущей поляризованности этого образца (рис.38; P_{sat} – остаточная поляризованность; E_c – коэрцитивная сила.).

Природа этого явления объясняется в квантовой теории.

4.1.9. Распределение зарядов в проводнике

В металлических проводниках есть носители тока – электроны проводимости (свободные электроны), которые могут под влиянием электрического поля перемещаться по всему проводнику. При конденсации металла происходит обобществление валентных электронов, которые отрываются от «своих» атомов и образуют электронный газ в металле.

В отсутствие внешнего поля электрические поля электронов проводимости и «атомных остатков» – положительных ионов металла – взаимно компенсируются.

Если проводник внесен во внешнее поле, то под действием этого поля электроны проводимости перераспределяются в проводнике таким образом, чтобы в любой точке внутри проводника поле электронов проводимости и положительных ионов компенсировало внешнее поле.

Перераспределение зарядов в проводнике под влиянием внешнего поля называется явлением электростатической индукции. Возникающие при этом на проводнике заряды называются индуцированными (приведенными зарядами).

Вектор \vec{E} напряженности поля возле поверхности проводника направлен по нормали к поверхности так, что касательная суммарного вектора \vec{E} вызвала бы перемещение носителей тока по поверхности проводника, который противоречит состоянию равновесия зарядов в проводнике.

Итак, для проводников, которые находятся в электростатическом поле, выполняются следующие условия:

– всюду внутри проводника напряженность поля $\vec{E} = 0$, а на него поверхности: $\vec{E} = \vec{E}_n$ ($\vec{E}_\tau = 0$);

– весь объем проводника эквипотенциальный, поскольку в любой точке внутри проводника: $\frac{d\phi}{d\ell} = -E_\ell \cos(\vec{E}, d\vec{l}) = 0$

– поверхность проводника является эквипотенциальной поверхностью, потому что для любой линии на поверхности: $\frac{d\phi}{d\ell} = -E_\tau = 0$;

– нескомпенсированные заряды располагаются в проводнике только на поверхности, потому что согласно теореме Гаусса, заряд q , который охватывается произвольной замкнутой поверхностью S , проведенной внутри проводника, равен нулю: $q = \oint_S \epsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = 0$, потому что во всех точках поверхности S выполняется условие: $\vec{E} = 0$.

Векторы \vec{E} и \vec{D} поля вблизи поверхности проводника связаны с поверхностной плотностью σ зарядов на проводнике соотношениями, которые вытекают из теоремы Гаусса: $D_n = \sigma$, $E_n = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$

4.1.10. Электроемкость. Конденсаторы

Заряженный проводник создает поле, потенциал ϕ которого (в точках на по-

5.2.3. Вращение рамки в МП

Пусть в замкнутом контуре протекает ток I . Этот ток создает МП, линии индукции которого пересекают поверхность, охватываемую этим же контуром. Другими словами, контур с током создает сцепленный с этим же контуром магнитный поток. Величина потока пропорциональна индукции МП, которая, в свою очередь, пропорциональна силе тока в контуре: $\Phi = LI$. Здесь L – коэффициент пропорциональности (индуктивность контура, коэффициент самоиндукции), который учитывает геометрию контура (форму, размер). Единица измерения – Гн (Генри). При изменении силы тока в контуре (или же геометрии контура) меняется магнитный поток. В контуре возникает ЭДС индукции, которая называется ЭДС самоиндукции, а соответствующее явление – явление самоиндукции. По Фарадею:

$$\varepsilon_C = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L \frac{dI}{dt} - I \frac{dL}{dt}.$$

На практике часто встречаются случаи, когда $L = const$. Тогда:

$$\varepsilon_C = -L \frac{dI}{dt}.$$

Явление самоиндукции – частный случай явления ЭМИ. Причиной возникновения дополнительного индукционного тока и в том, и в другом случае согласно к Фарадею является переменный магнитный поток, сцепленный с контуром, а по Максвеллу – переменное МП. В том случае, если устройство содержит не один, а N контуров (соленоид, тороид), вводится величина – потокосцепление:

$$\psi = N\Phi = LI,$$

равная суммарному потоку.

Выведем формулу индуктивности соленоида. Индукция МП на оси соленоида:

$$B = \mu\mu_0 \frac{N}{\ell} I.$$

Сцепленный с одним витком магнитный поток:

$$\Phi = B * S = \mu\mu_0 * \frac{N}{\ell} * I * S.$$

$$\text{Потокосцепление: } \psi = N\Phi = \mu\mu_0 \frac{N^2}{\ell} SI.$$

$$\text{Индуктивность: } L = \frac{\Phi}{I} = \mu\mu_0 \frac{N^2}{\ell} S = \mu\mu_0 n^2 V, \text{ где } n = \frac{N}{\ell} \text{ – число витков на}$$

единицу длины соленоида; $V = Sl$ – объем соленоида.

Токи Фуко. При помещении массивного проводника (сердечник трансформатора) в переменное МП в толще проводника возникают индукционные вихревые токи – токи Фуко. Они могут быть как вредными (выделение джоулевой теплоты, приводящие к потерям энергии), так и полезными (выделение джоулевой теплоты используется в индукционных плавильных печах).

Скин-эффект. При протекании высокочастотного переменного тока в массивном проводнике возникают вихревые токи самоиндукции, которые в толще проводника вычитаются от основного тока, а на поверхности – складываются.

смагивая действие МП на носитель тока – электроны или же из энергетических соображений.

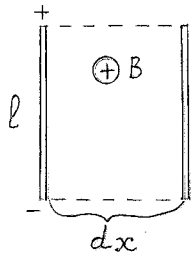


Рис. 56

Первый способ. В поперечном МП перемещается проводник длиной l . Вместе с проводником направленно движутся свободные электроны и узлы решеток. На те и другие действует сила Лоренца. Узлы не смещаются. Электроны смещаются к одному концу стержня (нижнему): на другом конце (верхнем) образуется нескомпенсированный положительный заряд. В стержне возникает электрическое поле. Динамическое равновесие наступает тогда, когда сила, которая действует на электроны со стороны появившегося электрического поля и которое уравновешивает силу Лоренца: $qE = q\mathcal{E}B$, где q – элементарный заряд.

Поскольку $E = \frac{\Delta\phi}{l}$, $\mathcal{E} = \frac{dx}{dt}$, тогда получаем $\frac{\Delta\phi}{l} = B \frac{dx}{dt}$;

$$\Delta\phi = B \frac{d}{dt}(lx) = B \frac{dS}{dt} = \frac{d}{dt}(BS) = \frac{d\Phi}{dt}; \quad \varepsilon_i = -\Delta\phi = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

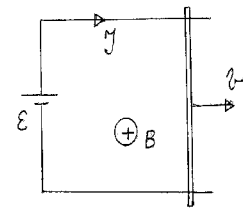


Рис. 57

Второй способ. Контур замыкается подвижной перемычкой, сопротивление которой равняется R (рис. 57). Перемычка перемещается вправо под действием силы Ампера. Закон сохранения энергии выглядит так:

Энергия источника = Джоулево тепло + Работа силы Ампера, т.е.

$$\mathcal{E}I dt = I^2 R dt + Id\Phi.$$

Отсюда: $IR = \mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt} = \mathcal{E} + \varepsilon_i$, где $\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$.

5.2.2. Частные случаи ЭМИ

Явление ЭМИ и его частные случаи (самоиндукция, взаимная индукция) лежат в основе практической электротехники. Явление ЭМИ используют в генераторах тока.

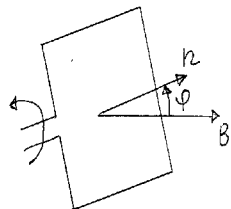


Рис. 58

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin(\omega t + \phi_0) = \varepsilon_m \sin(\omega t + \phi_0),$$

где ε_m – максимальное (амплитудное) значение ЭДС. В контуре протекает переменный ток, который меняется по закону синуса или косинуса.

верхности) пропорционален заряду. Кроме того, ϕ зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств среды, в котором проводник находится. Электроемкость отдельного проводника по определению равна:

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta\phi} \quad \text{или} \quad C = \frac{Q}{\phi} \left[\frac{Kl}{B} \right] = [\Phi].$$

Электроемкость – характеристика проводника (конденсатора), которая характеризует его способность служить накопителем энергии электрического поля.

$$\text{Электроемкость шара. } \phi = k \frac{Q}{\varepsilon R} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R}; \quad \phi = \frac{Q}{C}.$$

Отсюда $C_K = 4\pi\varepsilon_0 R$.

Взаимная электроемкость двух проводников по определению:

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2}.$$

Система с двух проводников, разноименно заряженных равными по абсолютной величине и противоположными за знаком зарядами, называется конденсатором, если форма и расположение проводников таковы, что создаваемое ими поле локализовано в ограниченной области пространства. Электроемкость конденсатора представляет собой взаимную емкость его обложек.

Емкость плоского конденсатора. $C = \frac{Q}{U}$. Q – заряд одной из пластин,

$U = \phi_1 - \phi_2$ – разность потенциалов пластин.

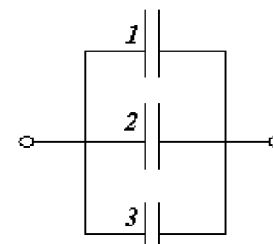
$$C = \frac{\sigma S}{E\alpha} = \frac{\sigma S \varepsilon \varepsilon_0}{\alpha \sigma} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{\alpha}.$$

Сферический конденсатор состоит из двух концентрических металлических обкладок сферической формы, радиусы которых R_1 и R_2 . Обкладки разделены слоем диэлектрика.

$$\phi_1 - \phi_2 = U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \Rightarrow C = \frac{4\pi\varepsilon_0 R_1 R_2}{R_2 - R_1}.$$

Цилиндрический конденсатор состоит из двух тонкостенных коаксиальных металлических цилиндров радиусами R_1 и R_2 , разделенных слоем диэлектрика.

$$\phi_1 - \phi_2 = U = \frac{\phi}{4\pi\varepsilon_0} \ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l} \ln \frac{R_2}{R_1} \Rightarrow C = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right)}.$$



В электротехнике для получения необходимых параметров используют разные виды соединения конденсаторов. Для вычисления эквивалентной емкости используют уравнение состояния конденсатора: $Q = CU$.

Параллельное соединение (рис. 39 а):

$$U_1 = U_2 = U_3 = U;$$

$$Q_1 = Q_2 = Q_3;$$

$$CU_1 = CU_2 = CU_3 = CU \Rightarrow$$

$$\Rightarrow C = C_1 + C_2 + C_3.$$

Последовательное соединение (рис.39 б):

$$Q = Q_1 = Q_2;$$

$$U = \varphi_A - \varphi_B = (\varphi_A - \varphi_a) + (\varphi_a - \varphi_B) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{Q}{C} = \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} \Rightarrow \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

4.1.11. Энергия электрического поля

Энергия взаимодействия двух точечных зарядов:

$$W = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}} = q_1 \varphi_2 = q_2 \varphi_1;$$

$$W = \frac{1}{2} (q_1 \varphi_2 + q_2 \varphi_1) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 q_i \varphi_i \quad (i \neq j).$$

Обобщаем на случай системы n точечных зарядов:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i \quad (i \neq j).$$

Энергия, создаваемая заряженным проводником (используем «ножницы»):

$$W = \frac{1}{2} \sum q_i \varphi_i = \frac{1}{2} \varphi \sum q_i = \frac{1}{2} \varphi Q = \frac{1}{2} C \varphi^2.$$

Здесь мы воспользовались тем, что потенциал всех точек проводника одинаковый: $\varphi_j = \varphi$.

$$\text{Энергия поля конденсатора: } W = \frac{CU^2}{2}$$

Объемная плотность энергии электрического поля (расчеты на примере плоского конденсатора):

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \frac{CU^2}{V} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S E^2 d^2}{d S d} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} ED = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$

4.1.12. Методические указания и рекомендации

Рассмотренный материал не включается как отдельный раздел или глава в курс «Электротехника» или в курс «Теоретические основы электротехники».

Без глубокого понимания этого материала изучение следующих разделов курса физики, а также дисциплины «Электротехника» и т.д. невозможно.

Исходными позициями являются экспериментальные законы: закон Кулона и закон сохранения электрического заряда.

Электрическое (электростатическое) поле на начальной стадии вводится в определенной мере формально (не как самостоятельный физический объект); действие одного заряда на другой передается мгновенно (концепция дальнего действия); кулоновское взаимодействие можно характеризовать потенциальной энергией.

4. Сила Ампера. Сила Лоренца.
5. Сформулируйте закон полного тока.
6. Магнитный поток. Работа в магнитном поле.
7. Магнитные моменты атомов.
8. Диамагнетики. Парамагнетики. Ферромагнетики.

Задания для самостоятельной работы

1. Изучить материал лекции.
2. Ответить на контрольные вопросы.

Рекомендованная литература по теме лекции: [1, 2, 3]

ЛЕКЦИЯ 16. Явление электромагнитной индукции.

План лекции.

1. Явление электромагнитной индукции (ЭМИ).
2. Вращение рамки в МП.
3. Явление самоиндукции.
4. Ток замыкания и размыкания цепи.
5. Взаимная индукция.
6. Энергия МП.
7. Вихревое магнитное поле.
8. Ток смещения.
9. Система уравнений Максвелла.

5.2. Электромагнитная индукция

5.2.1. Явление электромагнитной индукции (ЭМИ)

МП порождается электрическими зарядами, которые движутся электрическим током. То есть существует прямая связь: ток \Rightarrow МП. Идея Г. Фарадея состоит в следующем: природа «любит» симметрию, значит должна существовать и обратная связь: МП \Rightarrow ток. В результате многолетних опытов был получен закон Фарадея для ЭМИ: $\varepsilon_I = -\frac{d\Phi}{dt}$. Явление ЭМИ по Фарадею заключается в

том, что при всяком изменении магнитного потока, сцепленного с замкнутым контуром, в контуре возникает ЭДС (ЭДС индукции), т.е. возникает индукционный ток. Знак «-» в формуле объясняется правилом Ленца: ЭДС индукции имеет такое направление, что создаваемый этой ЭДС магнитный поток препятствует изменению внешнего магнитного потока, который породил эту ЭДС. Явление ЭМИ по Максвеллу заключается в том, что всякое переменное МП порождает вихревое электрическое поле, энергетической характеристикой которого является ЭДС индукции. По Фарадею контур – равноправный «участник игры», а по Максвеллу роль контура вспомогательная (служит индикатором).

ЭДС индукции по Максвеллу: $\varepsilon_i = \oint \vec{E}_B \times d\vec{l}$, где \vec{E}_B – силовая характеристика – напряженность вихревого поля. Закон Фарадея можно получить, рас-

Диамагнетики и парамагнетики называют слабыми магнетиками (потому что они проявляют слабый эффект усиления или ослабления поля). Ферромагнетиками называются твердые вещества, которые имеют при не слишком высоких температурах самовольную (спонтанную) намагниченность, которая сильно меняется под влиянием внешнего влияния – магнитного поля, деформации, изменения температуры. Ферромагнетики, в отличие от слабомагнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными средами: внутреннее МП в них может в тысячи раз превосходить внешнее МП.

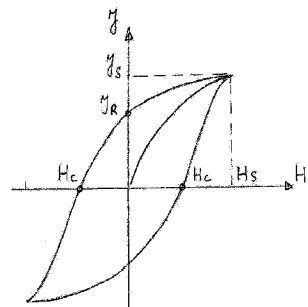


Рис. 55

Ферромагнетизм наблюдается у кристаллов переходных металлов – железа, кобальта, никеля, у некоторых редкоземельных металлов и в ряде сплавов. Зависимость намагниченности j от внешнего МП ($j=f(H)$) не является линейной и характеризуется гистерезисом. График зависимости j от H называют петлей гистерезиса (см. рис. 55).

При $H=H_S$ при $j=j_S$, наблюдается магнитное насыщение. При $H=0$, $j \neq 0$, $j=j_R$ наблюдается остаточная намагниченность.

Напряженность $\pm H_C$ магнитного поля, которая целиком размагничивает образец, называется коэрцитивной силой (задерживающей напряженностью).

У каждого ферромагнитного вещества есть такая температура T_K , которую называют точкой Кюри, выше которой это вещество ведет себя как обычный парамагнетик. При $T < T_K$ образец разбит на малые области спонтанной намагниченности, которые называются доменами. Линейные размеры доменов порядка $10^{-5} \dots 10^{-4}$ м. Внутри каждого домена вещество намагничено до насыщения. Во время отсутствия внешнего МП магнитные моменты доменов ориентированы произвольно. При внесении образца во внешнее МП наблюдается ориентация доменов по полю, рост их размеров. В довольно сильном МП достигается состояние магнитного насыщения, когда весь образец намагничен по полю и его намагниченность \vec{j} не меняется при дальнейшем увеличении \vec{H} . Природа ферромагнетизма объясняется в квантовой физике.

5.1.9. Методические указания и рекомендации

Рассмотренный материал в курсе "Электротехника" не выделяется как отдельный раздел.

Основной задачей магнитостатики можно условно считать расчеты магнитного поля по известному распределению токов.

Обратите внимание на аналогию: "электростатическое поле неподвижных зарядов – магнитное поле постоянных токов".

Контрольные вопросы.

1. Сформулируйте понятие «магнитное поле». Характеристики магнитного поля.
2. Сформулируйте закон Био-Савара-Лапласа.
3. Взаимодействие проводника с током с магнитным полем.

Основная задача электростатики – расчеты поля по известному распределению зарядов. Мы рассмотрели два метода (есть и другие).

4.1.13. Примеры решения задач

Пример 11. Конденсатор ёмкостью 20 мкФ заряжен до напряжения 400 В. К нему подсоединяют конденсатор с ёмкостью 1 мкФ, вследствие чего он заряжается. Потом, отсоединив этот конденсатор, заряжают таким же образом второй конденсатор с такой же ёмкостью (1 мкФ), третий и т.д. После этого конденсаторы соединяют последовательно. Какое максимальное напряжение можно извлечь таким образом?

Решение.

Начальный заряд конденсатора $q = CU_0$, где U_0 – начальное напряжение. После подсоединения конденсатора с ёмкостью C_1 заряд распределится между конденсаторами C и C_1 так, что на конденсаторе C останется заряд q_1 . Найдем q_1 . При параллельном соединении C и C_1 разность потенциалов U_1 на пластинах C и C_1 будут одинаковые. Поэтому: $q_1 = U_1(C + C_1)$.

После отсоединения C_1 от C на обоих конденсаторах будет разность потенциалов: $U_1 = \frac{q}{C + C_1} = \frac{CU_0}{C + C_1}$.

Заряд, который остался на C , равен $q_1 = CU_1 = \frac{C^2U_0}{C + C_1}$.

После подсоединения нового незаряженного конденсатора C_1 заряд q_1 распределится снова между C и C_1 и на конденсаторе C будет заряд q_2 . Мы можем определить q_2 таким же образом: $q_2 = U_2(C + C_1)$.

Напряжение на конденсаторах C и C_1 после их разъединения будет:

$$U_2 = \frac{q_1}{C + C_1} = \frac{C^2U_0}{(C + C_1)^2}.$$

Заряд, который остался, $q_2 = CU_2 = \frac{C^3U_0}{(C + C_1)^2}$.

Повторяя эту операцию, будем иметь набор конденсаторов, заряженных до напряжения U_1, U_2, U_3, U_4 и т.д., где U_1 и U_2 определили, а U_3, U_4 и т.д. легко

определить, пользуясь методом математической индукции: $U_n = U_0 \left(\frac{C}{C + C_1} \right)^n$.

Общее напряжение:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + \dots = \frac{CU_0}{C + C_1} \left(1 + \frac{C}{C + C_1} + \frac{C^2}{(C + C_1)^2} + \dots \right).$$

Подытоживши эту геометрическую прогрессию, определим максимальное напряжение:

$$U = \frac{CU_0}{C_1} = 8000 \text{ В.}$$

Контрольные вопросы.

1. Опишите диэлектрики и их типы.
2. Опишите понятие «поляризация диэлектрика».
3. Сформулируйте теорему Гаусса для поля в диэлектриках.
4. Чем характерны сегнетоэлектрики?
5. Чем отличаются проводники от диэлектриков? Распределение зарядов в проводнике.
6. Сформулируйте понятие «электроёмкость».
7. Сформулируйте понятия «конденсатор» и «ёмкость».
8. Как определяется энергия электрического поля?

Задания для самостоятельной работы

1. Изучить материал лекции.
2. Ответить на контрольные вопросы.

Рекомендованная литература по теме лекции: [1, 2, 3]

ЛЕКЦИЯ 14. Электрический ток в металлах, жидкостях, газах.

План лекции.

1. Электрический ток и его характеристики.
2. Посторонние силы. ЭДС.
3. Законы постоянного тока.
4. Правило Кирхгофа.
5. Электронная теория проводимости металлов.
6. Ток в жидкостях и газах.

4.2. Постоянный ток

4.2.1. Электрический ток и его характеристики

Электрический ток – всякое направленное движение электрических зарядов (процесс). *Ток проводимости* – ток, обусловленный направленным движением свободных зарядов (носителей тока). *Конвекционный ток* – ток, обусловленный движением заряженных макроскопических тел (транспортная лента).

Все вещества по своим электрическим свойствам делятся на проводники, полупроводники, диэлектрики. Часто выделяется еще одно состояние вещества – плазма.

Проводники: протекание тока обусловлено движением свободных зарядов. *Проводники 1-го рода* – проводники с электронной проводимостью. Носители свободные электроны. Протекание тока не сопровождается химическими преобразованиями (металлы). *Проводники 2-го рода* – протекание тока сопровождается химическими преобразованиями. Носители – положительные и отрицательные ионы. Это, например, электролиты. Рассматриваем в основном проводники 1-го рода.

Для возникновения тока в проводнике необходимо выполнение двух усло-

ческую величину – намагниченность (аналог – поляризуемость в случае электрического поля). По определению намагниченность:

$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_m}{V} - \text{векторная физическая величина, численно равная суммарному}$$

магнитному моменту единицы объема магнетика. МП в магнетике представим так:

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

где $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ – поле макротоков (внешнее относительно образца МП);

\vec{B}' – поле микротоков.

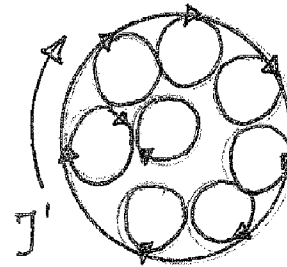


Рис. 54

Поле микротоков подсчитаем на примере цилиндрического образца (на рис. 54 вид показан «в торце»).

Образец рассматриваем как соленоид. Весь ток рассматриваем как ток одного витка.

$$B' = \mu_0 \frac{N}{\ell} \vec{I}. \text{ Т.к. } N=1, \text{ то } B' = \mu_0 \frac{\vec{I}}{\ell}.$$

Магнитный момент:

$$P_m = I'S. \text{ Намагниченность: } j = \frac{P_m}{\ell S} = \frac{I'}{\ell}.$$

Отсюда получаем: $\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}$.

Для не очень сильных полей намагниченность пропорциональна внешнему полю: $\vec{j} = \chi \vec{H}$. Здесь \vec{H} – силовая характеристика поля макротоков. Получим результирующее поле:

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

где χ – магнитная восприимчивость;

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

$$\text{Тогда: } \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}.$$

Если $\chi \leq 0$, $\mu \leq 1$, тогда такие вещества являются диамагнетиками; если $\chi \geq 0$, $\mu \geq 1$, то – парамагнетиками.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе:

$$\oint \vec{B} d\vec{\ell} = \mu(I + I').$$

Обобщаем формулу: $\frac{I'}{\ell} = j$ следующим образом: $I' = \oint \vec{j} d\vec{\ell}$.

Тогда получаем:

$$\oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j} \right) d\vec{\ell} = \sum I \text{ или}$$

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \sum I - \text{закон полного тока для МП в магнетике.}$$

5.1.8. Ферромагнетики

$P_m = IS = e\upsilon\pi r^2$ – орбитальный магнитный момент.

Наряду с этим электрон имеет орбитальный механический момент (момент импульса):

$$L = I_{ин} \omega = mr^2 2\pi\nu,$$

где $I_{ин} = mr^2$ – момент инерции электрона. Отношение моментов:

$$\frac{P_m}{L} = \frac{e}{2m}.$$

В векторной форме: $\vec{P}_m = g\vec{L}$, где $g = -\frac{e}{2m}$ – гиромагнитное отношение (от слова гироскоп). Знак «-» потому, что заряд электрона отрицательный, а, значит, направления векторов \vec{P}_m и \vec{L} – взаимно противоположные.

Гиромагнитное отношение одинаковое для всех электронных орбиталей. Эксперимент показывает: $|g| = \frac{e}{m}$, то есть величина g в два раза большая. Объясняется это тем, что электрон, кроме орбитальных, имеет также собственный механический \vec{L}_S и \vec{P}_{mS} момент (спин). Величина этих моментов не зависит от орбитального движения электрона. Магнитный момент атома равен:

$$\vec{P}_{mA} = \sum \vec{P}_m + \sum \vec{P}_{mS}.$$

5.1.7. Диамагнетики и парамагнетики. Намагниченность

Все вещества имеют магнитные свойства, то есть являются магнетиками. Во всех веществах наблюдается диамагнитный эффект. Он заключается в том, что плоскость электронной орбиты во внешнем МП выполняет движение, которое называется прецессией (рис. 53).

Такое движение эквивалентно дополнительному элементарному току, МП которого направлено противоположно внешнему МП. Диамагнитный эффект возникает во всех веществах независимо от того, равняется нулю суммарный магнитный момент атома во время отсутствия внешнего МП или нет. В тех веществах, где \vec{P}_{mA} не равен нулю, кроме диамагнетизма наблюдается парамагнитный эффект.

Он состоит в ориентации магнитных моментов атомов по внешнему МП. Имеем в этом случае два конкурирующих эффекта: (диа-) ослабление поля и (пара-) усиление. Как правило, парамагнитный эффект перекрывает диамагнитный.

Вещества (магнетики), ослабляющие поле – диамагнетики (Ag, Au, Cu).

Вещества (магнетики), усиливающие поле – парамагнетики (Al, Pt, Fe).

Для характеристики магнитных свойств магнетика вводим векторную физи-

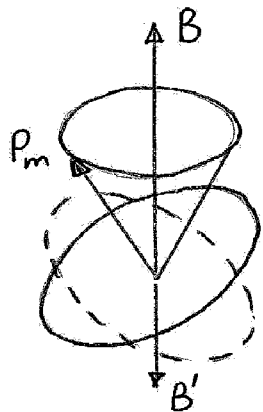


Рис. 53

вий: 1) наличие в проводнике свободных зарядов – носителей тока; 2) наличие на концах проводника отличной от нуля разности потенциалов (наличие поля внутри проводника).

Сила тока $I = \frac{dQ}{dt}$ – скалярная физическая величина, численно равная заряду, который прошел через поперечное сечение проводника за единицу времени.

Измеряется в амперах (А) – основная единица в СИ. Определяется через магнитное взаимодействие токов. Сила тока I – характеристика процесса (тока). Постоянный ток – ток, у которого направление и сила тока не меняется во времени.

Для постоянного тока $I = \frac{Q}{t}$ – среднее значение тока. За направление тока принимают направление движения положительных зарядов. Сила тока I – интегральная характеристика. Во многих задачах важно знать распределение носителей по сечению проводника. Для этого вводится дифференциальная характеристика – плотность тока: $j = \frac{dI}{dS}$ [А/м²]

Для переменного тока $I = \frac{Q}{t}$ – среднее значение тока. За направление тока принимают направление движения положительных зарядов. Сила тока I – интегральная характеристика. Во многих задачах важно знать распределение носителей по сечению проводника. Для этого вводится дифференциальная характеристика – плотность тока: $j = \frac{dI}{dS}$ [А/м²]

$$j = \frac{Q}{tS} = \frac{qnS \langle v \rangle}{tS} = qn \langle v \rangle,$$

где $\langle v \rangle$ – средняя скорость направленного движения носителей; n – концентрация носителей.

Плотность тока – величина векторная: $\vec{j} = qn \langle \vec{v} \rangle$.

\vec{j} перпендикулярен поперечному сечению проводника. Тогда $I = \int \vec{j} d\vec{S}$, где $d\vec{S} = dS\vec{n}$, \vec{n} – единичный вектор нормали к сечению.

4.2.2. Источники электрической энергии

При выполнении условий 1) и 2) в проводнике возникает ток, который носит кратковременный (импульсный) характер. Для протекания в проводнике тока на протяжении довольно большого промежутка времени необходимо поддерживать на концах проводника различие потенциалов. Для этого следует перемещать заряды (положительные) от конца проводника с меньшим потенциалом к концу с большим потенциалом, то есть против сил электрического поля. Такое перемещение возможно, если на заряды действуют силы не электростатического (не кулоновского) происхождения. Такие силы называют посторонними. Устройства, в которых осуществляется перераспределение зарядов под действием посторонних сил, называются источниками электрической энергии (источниками ЭДС; источниками тока). Посторонние силы могут быть разной природы: химической (гальванический элемент), механической (генератор) и др. Энергетической характеристикой поля посторонних сил является ЭДС и определяется как

$$\varepsilon = \frac{A_{cm}}{q} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{Кл}} \right] = [\text{В}]$$

– величина, численно равная работе посторонних сил по перемещению единичного положительного заряда.

Силовая характеристика поля посторонних сил – напряженность:

$$\vec{E}_{cm} = \frac{\vec{F}_{cm}}{q}.$$

Тогда ЭДС, действующая на участке 1-2: $\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}$. Соответственно, в

$$\text{замкнутом контуре: } \varepsilon = \oint \vec{E}_{cm} d\vec{\ell}$$

Посторонние силы не консервативные (циркуляция $\neq 0$). В общем случае на участке 1-2 действуют как кулоновские \vec{F}_e , так и посторонние \vec{F}_{cm} силы: $\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_{cm}$. Работа по перемещению заряда $A_{12} = A_e + A_{cm}$. Отсюда: $\frac{A_{12}}{q} = \frac{A_e}{q} + \frac{A_{cm}}{q}$ – падение напряжения (напряжение) – энергетическая характеристика результирующего поля (электрическое поле плюс поле посторонних сил). Участок цепи, на котором бездействуют посторонние силы, называется однородным (напряжение и разность потенциалов совпадают).

4.2.3. Законы постоянного тока. Закон Ома

Закон Ома (полученный экспериментально):

$$I = \frac{U}{R} \left[\frac{\text{В}}{\text{А}} \right] = [\text{Ом}] \text{ – сила тока пропорциональна напряжению } U \text{ и обратно}$$

пропорциональна сопротивлению R участка цепи.

Сопротивление проводника правильной геометрической формы:

$$R = \rho \frac{\ell}{S},$$

где ℓ – длина проводника, S – площадь поперечного сечения, ρ

$$\left[\text{Ом} \frac{\text{М}^2}{\text{М}} \right] = [\text{Ом} \cdot \text{м}] \text{ – удельное сопротивление.}$$

Используются также обратные величины: проводимость $G = \frac{1}{R}$ [Сим] (Си-

менс); удельная проводимость $\gamma = \frac{1}{\rho}$.

Сопротивление проводников зависит от температуры:

$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^0 C)$ – экспериментальная зависимость, где ρ_0 – удельное сопротивление при $t = 0^\circ\text{C}$; α – температурный коэффициент сопротивления. Для проводников 1-го рода $\alpha > 0$ (с увеличением температуры R возрастает); 2-го рода – $\alpha < 0$ (уменьшается).

Преобразуем закон Ома. $I = \frac{U}{R} \Rightarrow \frac{I}{S} = \frac{E\ell S}{\rho\ell S} \Rightarrow \vec{j} = \gamma \vec{E}$ – закон Ома в дифференциальной форме.

Закон Джоуля-Ленца (рассматриваем однородный участок проводника). Перемещая заряд, силы поля выполняют работу:

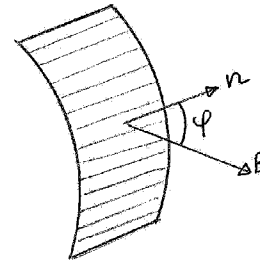


Рис. 51

Если $0 \leq \varphi < 90^\circ$, то $d\Phi_m \geq 0$, т.е. линии входные – со знаком «+».

Если $90 \leq \varphi < 180^\circ$, то $\Phi_m \leq 0$, т.е. линии исходные – со знаком «-».

Поток сквозь произвольную поверхность S :

$$\Phi_m = \int_S \vec{B} d\vec{S}.$$

Теорема Остроградского-Гаусса для МП:

$$\Phi_m = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \text{ – магнитный поток сквозь произ-$$

вольную замкнутую поверхность равняется нулю.

Этот результат является математическим выражением того, что в природе нет магнитных зарядов – источников МП, на которых начинались бы или заканчивались линии магнитной индукции. Линии индукции МП замкнутые. МП не является потенциальным полем. Это вихревое (соленоидальное) поле.

Вычислим магнитный поток в соленоиде:

$$\Phi = BS \cos 0^\circ = \mu_0 \frac{N}{\ell} IS,$$

где S – площадь сечения соленоида;

ℓ – длина соленоида;

N – число витков.

Потокоцепление (суммарный магнитный поток):

$$\psi = \Phi N = \mu_0 \frac{N^2}{\ell^2} S \ell I = \mu_0 n^2 V I.$$

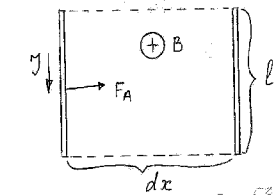


Рис. 52

Работа в МП.

На проводник с током действует сила Ампера. Он перемещается на dx (см. рис. 52). Работа, которая выполняется силой:

$$\begin{aligned} dA &= F dx \cos 0^\circ = IB \sin 90^\circ dx = \\ &= IB d(\ell x) = IB dS = I d(BS) = I d\Phi \end{aligned}$$

dS – площадь, которую описывает проводник.

На контур с током в МП действует механический вращающий момент:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}] \text{ или } M = P_m B \sin \varphi = ISB \sin \varphi.$$

В процессе вращения контура выполняется работа:

$$dA = -M d\varphi. \text{ Поскольку } d\varphi < 0, \text{ то } dA = -ISB \sin \varphi d\varphi = I d\Phi.$$

5.1.6. Магнитное поле в веществе. Магнитные моменты атомов

Электрон, который движется в атоме по круговой орбите радиуса r рассматриваем как элементарный кольцевой ток. Сила тока:

$$I = \frac{Q}{t} = e \frac{N}{t} = e\nu,$$

ν – частота вращения электрона.

Эквивалентный магнитный момент:

магнитной постоянной μ_0 , умноженной на алгебраическую сумму токов, которые охвачены контуром.

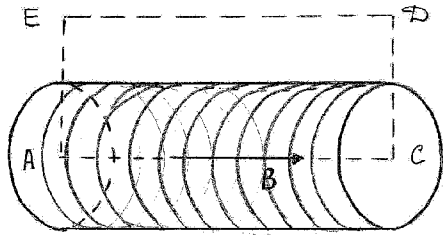


Рис. 49

Теорему можно использовать для расчетов МП подобно тому, как мы использовали теорему Гаусса для расчетов электрического поля.

Найдем индукцию МП на оси длинного (бесконечно) соленоида (см. рис. 49).

$$|AC| \rightarrow \infty$$

Поле сосредоточено внутри соленоида ($\vec{B} = const$). Замкнутый контур – контур ACDEA; $AC=l$ – длина соленоида.

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \int_{AC} B dl \cos 0^\circ + \int_{CD} B dl \cos 90^\circ + \int_{DE} 0 dl + \int_{EA} B dl \cos 90^\circ =$$

$$= B \int_{AC} dl = Bl = \mu_0 NI \Rightarrow B = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I$$

Здесь: n – число витков на единицу длины соленоида, N – общее число витков.

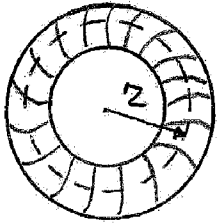


Рис. 50

Тороид – кольцевая катушка с током, витки которой намотаны на сердечник, имеющий форму тора (рис. 50). Если витки расположены вплотную друг к другу, то тороид можно приблизительно рассматривать как систему большого числа последовательно соединенных круговых токов одинакового радиуса r , центры которых лежат на средней линии тороида, а плоскости ортогональны к ней.

Линии \vec{B} поля тороида имеют вид концентрических окружностей, центры которых лежат на оси тороида. Во всех точках замкнутого контура L , который совпадает с какой-нибудь из линий \vec{B} , модуль \vec{B} одинаковый, так что:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint B dl \cos 0^\circ = B 2\pi r = \mu_0 NI \Rightarrow B = \mu_0 \frac{N}{2\pi r} I$$

– индукция МП на оси тороида.

5.1.5. Магнитный поток. Работа в магнитном поле

По определению: магнитный поток равняется сумме линий индукции, которые пересекают площадку dS , т.е.

$$d\Phi_m = \vec{B} d\vec{S} = \vec{B} \vec{n} dS = B dS \cos \varphi;$$

\vec{n} – единичный вектор внешней нормали к площадке (проводится в сторону положительной кривизны поверхности, см. рис. 51).

$$dA = Udq = UI dt.$$

Эта работа идет на увеличение кинетической энергии носителей тока. Полученную энергию носители отдают при столкновении с узлами решетки. Энергия тепловых колебаний узлов решетки возрастает, то есть: $dA = dW_K = dQ$. Количество тепла, которое выделяется в проводнике при прохождении тока:

$$dQ = UI dt = I^2 R dt$$

– закон Джоуля-Ленца в интегральной форме. Соответственно, тепловая мощность: $P = \frac{dQ}{dt} = IU = I^2 R$.

$$\text{Объемная плотность тепловой мощности: } \omega = \frac{P}{V} = \frac{IU}{Sl} = jE \text{ или } \omega = \vec{j} \vec{E}$$

– закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.

Закон Ома для неоднородного участка (обобщенный закон Ома)

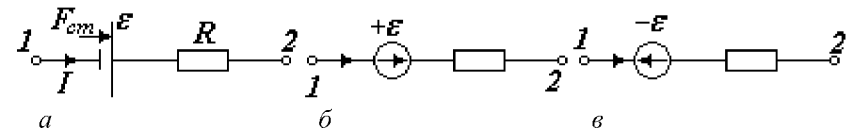


Рис. 40

$$A_{cm} + A_e = Q; dq = Idt;$$

$$\pm \varepsilon I dt + (\varphi_1 - \varphi_2) I dt = I^2 R dt \Rightarrow IR = (\varphi_1 - \varphi_2) \pm \varepsilon$$

$$\text{или } I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon)}{R}.$$

Закон Ома для замкнутой цепи: $\varphi_1 = \varphi_2 \Rightarrow I = \frac{\varepsilon}{R+r}$, где r – внутреннее сопротивление источника тока; R – внешнее сопротивление цепи (нагрузка, соединительные провода, измерительные приборы).

– закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.

4.2.4. Правило Кирхгофа

Правила Кирхгофа. Применяются для расчетов разветвленных кругов тока. Эти правила (именно правила, а не законы) являются следствием законов сохранения. Каких законов? Попробуйте ответить на этот вопрос самостоятельно.

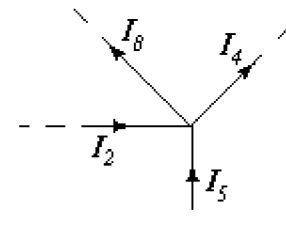


Рис. 41

Узлом называется точка разветвленной цепи, в которой сходится более двух проводников.

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

$$\sum I_K = 0.$$

Положительными полагают токи, которые входят в узел, отрицательными – исходящие из узла.

$$\text{Для узла (рис. 41): } I_2 - I_4 + I_5 - I_8 = 0.$$

Второе правило Кирхгофа (правило контуров): в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая

сумма произведений сил токов I_i и сопротивлений R_i соответствующих участков этого контура равна алгебраической сумме ЭДС в контуре: $\sum I_i R_i = \sum \varepsilon_i$.

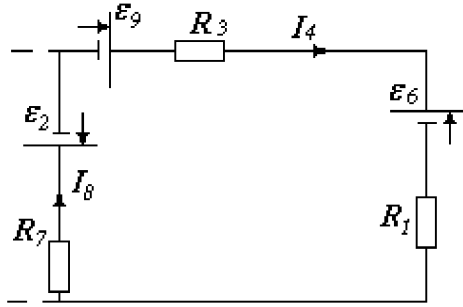


Рис. 42

Для участка цепи (рис. 42):

$$P_{ист} = \varepsilon_9 I_4 - \varepsilon_6 I_4 - \varepsilon_2 I_8 + \dots;$$

$$P_{потр} = I_4^2 (R_3 + R_1) + I_8^2 R_7 + \dots$$

4.2.5. Электронная теория проводимости металлов

Электроны проводимости в металле рассматриваются как идеальный газ. При своем движении они сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие между электронным газом и решеткой. При подачи напряжения на тепловое движение накладывается упорядоченное направленное движение.

Обозначим: u – средняя скорость теплового движения; V – средняя скорость направленного движения. Рассматриваем направленное движение, используя принцип независимости движений. Тепловое движение учитываем там, где он влияет на характеристики направленного движения. Оценим скорость теплового движения:

$$u = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} \approx \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} \approx 10^5 \text{ м/с.}$$

Оценим скорость направленного движения. Выходим из выражения для плотности тока: $j = ne \langle v \rangle$. Максимальная безопасная плотность тока в металлических проводниках: $j \approx 10^6$. Концентрация электронов проводимости: $n \approx 10^{28}$. Примем $e \approx 10^{-19}$. Тогда получаем $V \approx 10^{-3}$ м/с. Итак, $u \gg V$.

Определим V_{max} . Ускорение электрона в электрическом поле напряженностью E : $a = \frac{F}{m} = e \frac{E}{m}$.

Максимальная скорость V_{max} направленного движения: $V_{max} = a\tau$, где τ – среднее время между двумя следующими столкновениями с узлами решетки (время пробега),

$$\tau = \frac{L}{u+V} \approx \frac{L}{u} \text{ (поскольку } u \gg V), \text{ здесь } L \text{ – средняя длина свободного пробега)}$$

Выбирается направление обхода контура (по часовой стрелке или против). Для контура (рис. 42); обход – по часовой стрелке:

$$I_4(R_3 + R_1) + I_8 R_7 = \varepsilon_9 - \varepsilon_6 - \varepsilon_2.$$

Для проверки правильности решения составляется (для всего контура!) баланс мощностей: $P_{ист} = P_{потр}$, где $P_{ист}$ – алгебраическая сумма мощностей источников; $P_{потр}$ – алгебраическая сумма мощностей потребителей.

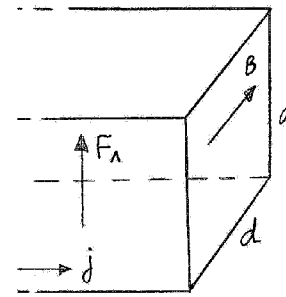


Рис. 47

Эффект Холла – возникновение поперечного различия потенциалов в полупроводнике или проводнике с током, помещенным в МП, перпендикулярное току. На рис. 47: A и d – размеры образца. На заряд-носитель (положительный заряд) со стороны МП действует сила: $F_{Hl} = q\vartheta B = e\vartheta B$, при этом $q=e$.

$$F = F_{Hl}; \quad eE = e\vartheta B.$$

$$\text{Дальше учтем, что } E = \frac{\Delta\varphi}{a}; \quad j = en\vartheta \Rightarrow \vartheta = \frac{j}{en} = \frac{I}{enac}.$$

$$\text{Получаем: } \frac{\Delta\varphi}{a} = B \frac{1}{en} \frac{I}{ac}; \quad \Delta\varphi = R_H \frac{BI}{a},$$

где $R_H = \frac{1}{en}$ – постоянная Холла;

e – электрический заряд;

n – концентрация носителей тока.

На эффекте Холла основанная работа датчиков Холла. Измеряя поперечное различие потенциалов можно с большой точностью определять концентрацию носителей тока.

5.1.4. Закон полного тока

Вычислим циркуляцию вектора \vec{B} МП, создаваемого прямолинейным длинным проводом (см. рис. 48)

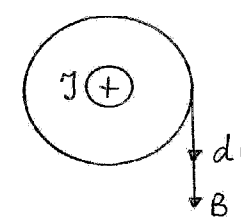


Рис. 48

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r};$$

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \oint dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} 2\pi r = \mu_0 I \text{ – получили закон}$$

полного тока или теорему о циркуляции \vec{B} в вакууме.

Обобщаем на случай произвольного количества токов:

$$\text{Th: } \oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_K$$

Циркуляция \vec{B} в вакууме по произвольному замкнутому контуру равняется

$$r = \frac{b}{\sin \alpha}, \quad d\ell = \frac{rd\ell}{\sin \alpha} = \frac{b}{\sin^2 \alpha} d\ell.$$

$$\text{Тогда: } dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{b}{\sin^2 \alpha} d\alpha \frac{\sin^2 \alpha}{b^2} \sin \alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \sin \alpha d\alpha$$

Здесь мы учли, что $d\ell$ и $d\alpha$ – величины бесконечно малые; $\mu=1$ (проводник с током находится в вакууме).

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2).$$

Поле бесконечно длинного прямолинейного тока ($\alpha_1 \rightarrow 0$; $\alpha_2 \rightarrow \pi$):

$$B_{\text{бесконечный}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi b}.$$

Поле в центре кругового тока (получить самостоятельно):

$$B_{\text{круг}} = \frac{\mu_0 I}{2R}.$$

Поскольку ток – направленное движение зарядов – носителей тока, то, наверное, поле, создаваемое током, есть сумма полей, создаваемых каждым зарядом – носителем тока отдельно. Найдем индукцию $\vec{B}_{\text{зар}}$ поля, создаваемого движущимся зарядом. Для этого воспользуемся законом Био-Савара-Лапласа. Представим элемент тока:

$$Id\vec{\ell} = \vec{j}Sd\ell = qn\vec{v}V = q\vec{v}N.$$

Здесь $V=Sd\ell$ – объем элемента проводника, N – число зарядов-носителей в этом элементе.

$$\text{Тогда получаем: } \vec{B}_{\text{зар.}} = \frac{d\vec{B}}{N} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v}\vec{r}]}{r^3}.$$

5.1.3. Сила Ампера. Сила Лоренца

Ампер получил экспериментально следующее: на отрезок проводника с током в МП действует сила (сила Ампера):

$$d\vec{F}_a = I[d\vec{\ell}\vec{B}].$$

Численно $dF_A = IBd\ell \sin \alpha$. Отсюда сила, которая действует на заряд, который движется в МП (сила Лоренца):

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}],$$

(здесь мы представим $Id\vec{\ell} = q\vec{v}N$ и потом $\vec{F}_L = \frac{\alpha\vec{F}_A}{N}$).

На заряд, который движется в электрическом и магнитном полях действует сила:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}]. \text{ Чаше силой Лоренца называют эту силу.}$$

га. Тогда:

$$V_{\text{max}} = \frac{eL}{mu} E; \quad V = \frac{O+V_m}{2} = \frac{eL}{2mu} E; \quad j = enV = \frac{ne^2 L}{2mu} = \gamma E.$$

В векторной форме:

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} - \text{закон Ома. Здесь } \gamma - \text{удельная проводимость.}$$

Получим теперь закон Джоуля-Ленца. Электрон принимает участие в двух движениях (тепловое плюс направленное). Отсюда энергия электрона: $\varepsilon = \varepsilon_{\text{тепл}} + \varepsilon_{\text{напр}}$.

При столкновении с узлом решетки электроны отдают узлу только $\varepsilon_{\text{напр}}$ (почему не всю? подумайте): $\varepsilon_{\text{напр}} = \frac{mV_m^2}{2} = \frac{m}{2} \frac{e^2 E^2 L^2}{m^2 u^2}$.

Объемная плотность тепловой мощности: $\omega = \varepsilon_{\text{напр}} n z$, где z – среднее число столкновений в единицу времени электрона с узлами решетки, $z = \frac{1}{\tau}$, тогда

$$\omega = \frac{ne^2 L}{2mu} E^2 = \gamma E^2 = \gamma \vec{E} \vec{E} = \vec{j} \vec{E};$$

$$\omega = \vec{j} \vec{E} - \text{закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.}$$

Недостатки классической электронной теории проводимости металлов:

Из теории вытекает: $\gamma \approx \frac{1}{u} \approx \frac{1}{\sqrt{T}}$; эксперимент дает: $\gamma = \frac{1}{T}$.

Неправильное значение молярной теплоемкости металлов:

теория дает: $C_m = 4,5R$;

эксперимент: $C_m = 3R$ (закон Дюлонга и Пти).

Длина свободного хода L электрона (теоретическая и экспериментальная) отличаются на два порядка.

4.2.6. Ток в жидкостях и газах

Неметаллические жидкости проводят электрический ток и называются электролитами (*проводниками 2-го рода*), если у них есть свободные ионы (водные растворы солей, кислот, щелочей).

Ток в электролитах протекает в электрическом поле, которое создается электродами – проводниками, соединенными с полюсами источника электрической энергии. Анодом называется положительный электрод, катодом – отрицательный электрод. Электрический ток в электролитах сопровождается явлением электролиза – выделением на электродах составных частей распавшихся веществ или других веществ, что является результатом вторичных реакций на электродах.

Объединенный закон Фарадея (объединенный закон электролиза):

$$M = \frac{1}{F} \frac{A}{z} Q.$$

Здесь M – масса вещества, которая выделяется на электроде; Q – электрический заряд, который прошел через электролит;

A – молярная масса иона и z – его валентность;

F – постоянная Фарадея,

$$F = eN_A,$$

e – электрический заряд;

N_A – число Авогадро,

$$F = 9,65 \cdot 10^4 \text{ Кл/моль.}$$

Плотность тока в электролитах: $j = q_- n_- V_- + q_+ n_+ V_+$.

Учтем, что $n_- = n_+ = n$ (ионы рождаются парами), тогда:

$$q_+ = q_- = \frac{Fz}{N_A} \text{ (из закона сохранения электрического заряда);}$$

$$V_+ = \mu_+ E, \quad V_- = \mu_- E,$$

где μ – подвижность ионов.

Введем также коэффициент диссоциации α :

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \text{ (} n_0 \text{ – начальная концентрация молекул). Получим:}$$

$$j = F\alpha \frac{n_0 z}{N_A} (\mu_+ + \mu_-) E = F\alpha C (\mu_+ + \mu_-) E.$$

$$C = n_0 \frac{z}{N_A} \text{ – эквивалентная концентрация;}$$

$$\gamma = F\alpha C (\mu_+ + \mu_-) \text{ – удельная электропроводность электролита.}$$

С увеличением температуры γ возрастает, потому что: увеличивается α ; увеличивается μ .

Ток в газе (обзорно). Газы, которые состоят из нейтральных атомов и молекул, являются изоляторами и не проводят электрический ток. Для возникновения электропроводности газов они должны быть ионизированы.

Ионизацией молекулы (атома) называется отщепления одного или нескольких электронов и преобразования молекулы (атома) газа в положительный ион. Если молекула газа присоединит к себе электроны, то возникает отрицательный ион. Процесс обратный ионизации, при котором электроны, присоединяясь к положительному иону, образуют нейтральную молекулу, называется *рекомбинацией*.

Для ионизации атома необходимо выполнить работу ионизации A_i против сил притяжения между электроном, который вырывается, и атомным остатком – другими частицами атома. Потенциалом ионизации ϕ_i называется различие потенциалов в ускоряющем электрическом поле, которое должен пройти электрон, чтобы накопить энергию, равную работе ионизации:

$$\phi_i = \frac{A_i}{e}.$$

Ионизация газа вызывается внешними воздействиями: достаточным повышением температуры, действием разных излучений, бомбардировками молекул (атомов) газа быстрыми электронами или ионами (ударная ионизация). Наименьшая кинетическая энергия, которую должна иметь ионизирующая частичка, оценивается из законов сохранения импульса и энергии и равна:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I [d\vec{\ell} \vec{r}]}{r^3},$$

где $d\vec{B}$ – индукция поля, создаваемого элементом тока $I d\vec{\ell}$;

$d\vec{\ell}$ – вектор, по модулю равный длине dl бесконечно малого элемента проводника и совпадающий по направлению с током;

\vec{r} – радиус-вектор, проведенный из элемента dl проводника в точку A поля (точку, в которой определяется $d\vec{B}$).

$d\vec{B} \perp d\vec{\ell}$; $d\vec{B} \perp \vec{r}$. Направление $d\vec{B}$ может быть найдено по правилу нахождения линий магнитной индукции (правилу буравчика): направление вращения рукоятки дает направление $d\vec{B}$, если поступательное движение буравчика совпадает с направлением тока в элементе (рис. 46, а).

Модуль вектора $d\vec{B}$ определяется так:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2},$$

где α – угол между векторами $d\vec{\ell}$ и \vec{r} .

Возвращаемся к вопросу о расчетах поля. Используем метод аналогий. В случае электрического поля исходным является закон Кулона, из которого элементарно получаем напряженность \vec{E} поля, создаваемого точечным зарядом. Для расчетов поля, создаваемого заряженным макроскопическим телом, которое нельзя смоделировать как точечный заряд, используем «ножницы». Режем заряженное тело (например, стрежень) на мелкие кусочки, записываем для каждого кусочка $d\vec{E}_i$ (интегрируем) и получаем \vec{E} поля, создаваемого стержнем.

Аналогом точечного заряда в случае *МП* есть элемент тока $I d\vec{\ell}$; аналогом закона Кулона – закон Био-Савара-Лапласа. В дальнейшем – повторяем предыдущую процедуру. Как видите, все очень просто.

Проведем расчеты поля, создаваемого отрезком прямолинейного проводника с током (рис. 46, б) Выделяем элемент тока и запишем для него dB . Индукция B поля, создаваемого отрезком проводника с током I в точке A : $B = \int dB$.

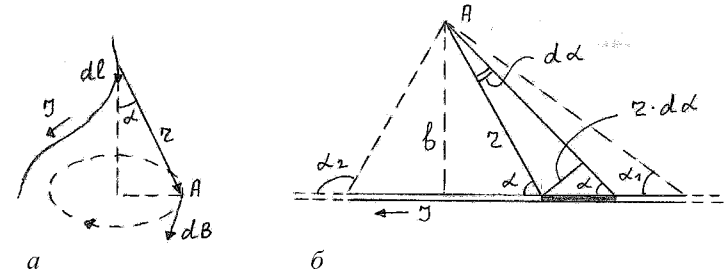


Рис. 46

Для упрощения расчетов подинтегральное выражение следует представить как функцию одной переменной (пока у нас три переменных: r , l , α). Выражаем все через переменную α :

единичный вектор нормали к плоскости контура, направление которого определяется по правилу правого винта (буравчика). Правило говорит: если ручку буравчика вращать по направлению тока, то острие буравчика будет перемещаться в направлении вектора \vec{n} .

Численно: $M = P_m B \sin \alpha$. Отсюда $B = \frac{M_{\max}}{P_m}$.

\vec{B} – векторная величина, численно равная максимальному вращающему моменту, который действует на контур с током, \vec{P} которого равен $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

Гипотеза Ампера: в любом веществе существуют молекулярные токи (микротоки), которые создают МП. В отличие от микротоков токи проводимости (ток в проводнике) будем в дальнейшем называть макротоками. Подобно этому, как в случае электрического поля векторы \vec{D} и \vec{E} характеризуют поля, создаваемые соответственно свободными и связанными зарядами, в случае МП вектор \vec{B} характеризует результирующее поле макро- и микротоков. Вектор \vec{H} напряженности МП характеризует поле макротоков. Эти векторы взаимозависимы: $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$, где μ – магнитная проницаемость вещества, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ [Гн/м]}$ – магнитная постоянная.

МП изображается графически с помощью силовых линий (*линий индукции*) – линии, касательная к которой в каждой её точке совпадает по направлению с \vec{B} , а густота (плотность) линий равняется численному значению B (см. рис.).

Проводят линии индукции, пользуясь правилом буравчика (см. рис. 45): \oplus – ток «от нас» (\vec{B} «от нас»); \otimes – ток «к нам» (\vec{B} «к нам»). Для прямого тока: острие буравчика – по току, конец рукоятки описывает линию. Для кольцевого тока: конец рукоятки – по току, поступательное движение острия дает направление \vec{B} .

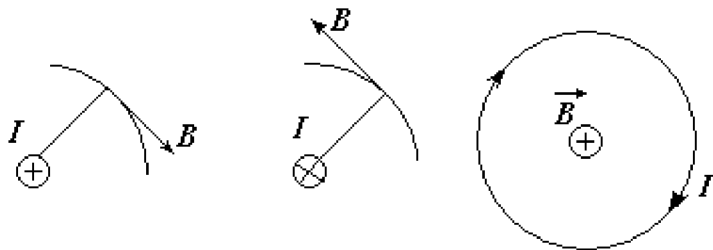


Рис. 45

МП подчиняются принципу суперпозиции (наложения): $\vec{B} = \sum \vec{B}_i$.

5.1.2. Закон Био-Савара-Лапласа

Как рассчитывать МП, то есть определить \vec{B} ? В результате опытов, проведенных французским физиком Ж. Био и математиком П. Лапласом был получен закон (закон Био-Савара-Лапласа):

$$W = \frac{mV^2}{2} = A_i \left(1 + \frac{m}{M}\right),$$

где m – масса электрона, M – масса атома (получите самостоятельно эту формулу).

Из предыдущей формулы вытекает, что для ударной ионизации электронами и ионами ионы должны пройти в ускоряющем поле с большим различием потенциалов, чем потенциал электрона (докажите это).

Газовым разрядом называется процесс прохождения электрического тока через газ. *Несамостоятельным газовым разрядом* называется газовый разряд, вызванный внешними ионизаторами, который прекращается, если эти ионизаторы бездействуют.

На рис. 43 представлена кривая зависимости силы тока I от напряжения U между электродами при газовом разряде.

В 1-й области кривой, при небольших напряжениях, справедлив закон Ома:

$$\vec{j} = en(\mu_+ + \mu_-)\vec{E},$$

где n – число пар противоположно заряженных частиц в единице объема,

μ_+ и μ_- – подвижности ионов.

Для области 3 (*насыщение*): $I_H = eN$, где N – максимальное число пар одновалентных ионов, которые образуются в объеме газа за 1 сек.

В 4-й области кривой зависимости возникает *ударная ионизация* под действием электронов.

Самостоятельным газовым разрядом называется электрический разряд в газе, который длится после прекращения действия внешнего ионизатора.

Подробнее о газовых разрядах, а также о плазме, почитайте самостоятельно.

4.2.7. Методические указания и рекомендации

Раздел «Постоянный ток» изучается как отдельный раздел в курсе «Электротехника». Однако есть вопросы, которые рассматриваются попутно: законы Ома и Джоуля-Ленца в дифференциальной форме; внутренний механизм сопротивления (с силовой и энергетической точки зрения); ток в жидкостях и газах. Обратите внимание на эти вопросы.

4.2.8. Примеры решения задач

Пример 12. Во сколько раз надо повысить напряжение источника, чтобы потери мощности (в проводах от источника до потребителя) уменьшить в 100 раз при условии постоянства мощности, которую отдает генератор?

Решение.

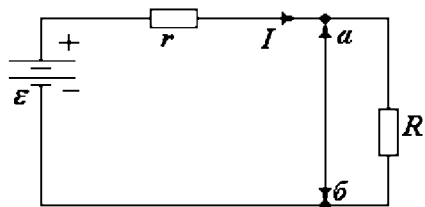


Рис. 44

При $R=R_1$ мощность потерь:

$$W_{1B} = \left(\frac{E_1}{R_1 + r} \right)^2 r,$$

где E_1 – начальное напряжение источника. Повысив напряжение до уровня E_2 , надо изменить и сопротивление нагрузки, потому что отдаваемая генератором мощность должна быть постоянной (см. условие задачи). Имеем:

$$W_{2B} = \left(\frac{E_2}{R_2 + r} \right)^2 r.$$

По условию, $N = \frac{W_{1B}}{W_{2B}} = \left(\frac{E_1}{E_2} \right)^2 \left(\frac{R_2 + r}{R_1 + r} \right)^2 = 100.$

Полная мощность в первом ($E = E_1, R = R_1$) и втором ($E = E_2, R = R_2$) случаях равны:

$$W_1 = \frac{E_1^2}{R_1 + r}; \quad W_2 = \frac{E_2^2}{R_2 + r}.$$

Приравняв $W_1 = W_2$, имеем

$$\frac{R_2 + r}{R_1 + r} = \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2.$$

Окончательно:

$$\left(\frac{E_1}{E_2} \right)^2 \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^4 = \frac{E_2^2}{E_1^2} = 100.$$

Итак, напряжение необходимо повысить в $n = \frac{E_2}{E_1} = 10$ раз.

Контрольные вопросы.

1. Сформулируйте понятия «электрический ток», «конвекционный ток», «ток проводимости».
2. Особенности проводников первого и второго рода.
3. Назовите источники электрической энергии и их параметры.
4. Сформулируйте законы постоянного тока.
5. Сформулируйте правила Кирхгофа.
6. Электронная теория проводимости металлов.
7. Ток в жидкостях и газах.

Полная мощность, которая выделяется в цепи (см. рис. 44):

$$W_0 = \frac{E^2}{R + r},$$

где R – сопротивление нагрузки, r – сопротивление линии передач и источника.

Задания для самостоятельной работы

1. Изучить материал лекции.
2. Ответить на контрольные вопросы.

Рекомендованная литература по теме лекции: [1, 2, 3]

РАЗДЕЛ 5. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ.

ЛЕКЦИЯ 15. Магнитное поле в веществе

План лекции.

1. Магнитное поле и его характеристики.
2. Закон Био-Савара-Лапласа.
3. Сила Ампера. Сила Лоренца.
4. Закон полного тока.
5. Магнитный поток. Работа в магнитном поле.
6. Магнитные моменты атомов.
7. Диа- и парамагнетики. Намагниченность.
8. Ферромагнетики.

5.1. Магнитное поле (МП)

5.1.1. Магнитное поле и его характеристики

Эрстед установил, что проводник с током создает на магнитную стрелку определенное действие, то есть на магнитную стрелку, помещенную близ проводника с током, действует механический момент. Ампер нашел, что два параллельных проводника с одинаково направленными токами притягиваются друг к другу, а с противоположно направленными – отталкиваются. Ампер: взаимодействие токов не может быть обусловлено электрическим полем, потому что это поле сосредоточено внутри проводника; извне оно отсутствует. Вводится понятие *магнитного поля* (МП). МП создается движущимися электрическими зарядами (в том числе электрическим током). Позднее Максвелл показал, что МП создается также переменным электрическим полем. Действует МП только на движущиеся заряды. Максвелл также показал, что магнитное взаимодействие является проявлением, частным случаем, электромагнитного взаимодействия. Соответственно, МП есть компонента, составляющая единого электромагнитного поля.

Силовая характеристика МП – индукция \vec{B} [Тл] (Тесла). Как индикатор можно использовать: движущийся электрический заряд; малый элемент проводника с током; контур с током. Используем контур с током малых размеров. (Чем обоснованный такой выбор? Подумайте). Экспериментально определим механический вращающий момент, который действует на контур с током:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}], \quad \text{где } \vec{P}_m = I\vec{S} = IS\vec{n}, \quad S - \text{площадь, охватываемая контуром, } \vec{n} -$$