

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
АГРАРНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

**ФИЗИКА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

*Допущено Министерством образования
Республики Беларусь в качестве учебного пособия
для студентов учреждений высшего образования
по специальностям «Техническое обеспечение производства
сельскохозяйственной продукции», «Техническое обеспечение
хранения и переработки сельскохозяйственной продукции»,
«Технический сервис в агропромышленном комплексе»,
«Энергетическое обеспечение сельского хозяйства»,
«Охрана труда на производстве», «Автоматизация
технологических процессов и производств»*

В трех частях

Часть 2

Электричество и магнетизм

Минск
БГАТУ
2025

УДК 53(07)
ББК 22.3я7
Ф48

Авторы:

доктор физико-математических наук,
доцент, профессор кафедры *М. В. Королевич*,
кандидат биологических наук, доцент, доцент кафедры *В. Н. Болодон*,
кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры *П. Н. Логвинович*,
кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры *А. А. Шевченко*,
кандидат физико-математических наук, доцент *Г. М. Чобот*

Рецензенты:

кафедра физики УО «Белорусский государственный
университет информатики и радиоэлектроники»
(кандидат физико-математических наук, доцент,
заведующий кафедрой *А. А. Григорьев*);
кандидат физико-математических наук, доцент,
доцент кафедры физики УО «Белорусский государственный
технологический университет» *В. В. Тульев*

Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие :
Ф48 в 3 ч. / М. В. Королевич, В. Н. Болодон, П. Н. Логвинович
[и др.]. – Минск : БГАТУ, 2025. – Ч. 2 : Электричество
и магнетизм. – 212 с.
ISBN 978-985-25-0295-5.

Включает четырнадцать лабораторных работ, каждая из которых содержит теоретический материал; описания методики проведения эксперимента, лабораторной установки, порядка выполнения измерений, обработки и представления результатов; вопросы для самоконтроля и повторения теоретического материала. Предназначено для проведения лабораторного практикума, а также для подготовки к практическим занятиям и экзаменам.

Для студентов учреждений высшего образования по агротехническим специальностям.

УДК 53(07)
ББК 22.3я7

ISBN 978-985-25-0295-5 (ч. 2)
ISBN 978-985-25-0293-1

© БГАТУ, 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	6
Требования к выполнению лабораторных работ.....	8

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

1. Проводники и диэлектрики в электростатическом поле.

Конденсаторы.....	12
-------------------	----

1.1. Проводники в электростатическом поле.....	12
--	----

1.2. Поляризация диэлектриков.....	14
------------------------------------	----

1.3. Напряженность электрического поля в диэлектрике.	
---	--

Диэлектрическая проницаемость среды.....	18
--	----

1.4. Конденсаторы.....	21
------------------------	----

Лабораторная работа 2.1

Определение емкости конденсаторов.....	30
--	----

Лабораторная работа 2.2

Определение диэлектрической проницаемости плоской

пластины из диэлектрика.....	38
------------------------------	----

2. Постоянный электрический ток..... 45 |

2.1. Основные характеристики тока и связь между ними.....	45
---	----

2.2. Электродвижущая сила. Напряжение. Закон Ома.....	47
---	----

2.3. Закон Джоуля-Ленца.....	53
------------------------------	----

2.4. Зависимости напряжения на зажимах источника, полезной мощности и КПД источника от величины внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи.....	55
--	----

Лабораторная работа 2.3

Компенсационный метод определения электродвижущей

силы источника тока.....	61
--------------------------	----

Лабораторная работа 2.4

Изучение зависимости напряжения, мощности и коэффициента

полезного действия источника тока от внешнего сопротивления и силы тока.....	67
---	----

3. Электрический ток в металлах и электролитах..... 73 |

3.1. Электропроводность металлов.....	73
---------------------------------------	----

3.1.1. Природа электрического сопротивления металлов.....	73
---	----

3.1.2. Закон Ома в классической теории электропроводности металлов.....	74
--	----

3.2. Электропроводность электролитов.....	79
---	----

<i>Лабораторная работа 2.5</i>	
Исследование зависимости электросопротивления металлов от температуры.....	83
<i>Лабораторная работа 2.6</i>	
Исследование зависимости электрического сопротивления электролитов от температуры.....	88
МАГНЕТИЗМ	
4. Стационарное магнитное поле в вакууме.....	92
4.1. Магнитное взаимодействие и магнитное поле движущихся зарядов.....	92
4.1.1. Закон Ампера для силы взаимодействия двух параллельных токов.....	93
4.1.2. Магнитный момент контура с током. Вектор магнитной индукции.....	95
4.2. Закон Био-Савара-Лапласа.....	100
4.3. Сила Ампера.....	104
<i>Лабораторная работа № 2.7 (1)</i>	
Изучение зависимости индукции магнитного поля от величины намагничивающего тока.....	108
<i>Лабораторная работа № 2.7 (2)</i>	
Определение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли.....	113
5. Магнитное поле в веществе.....	119
5.1. Магнитные моменты в веществе.....	121
5.2. Намагниченность вещества. Напряженность магнитного поля.....	122
5.3. Ферромагнетики.....	125
<i>Лабораторная работа 2.8 (1)</i>	
Исследование зависимостей магнитной индукции и магнитной проницаемости ферромагнетиков от напряженности магнитного поля.....	132
<i>Лабораторная работа 2.8 (2)</i>	
Изучение явления гистерезиса у ферромагнетиков.....	138
<i>Лабораторная работа 2.8 (3)</i>	
Определение точки Кюри ферромагнетика.....	145
6. Электромагнитная индукция.....	149
6.1. Электродвижущая сила индукции. Правило Ленца.....	150

6.2. Закон электромагнитной индукции (закон Фарадея).....	151
6.3. Самоиндукция. Индуктивность.....	155
6.4. Цепи переменного тока. Закон Ома для электрической цепи переменного тока.....	157
<i>Лабораторная работа № 2.9</i>	
Определение индуктивности соленоида методом Жубера.....	167
7. Изучение электромагнитных колебаний в колебательном контуре.....	176
7.1. Свободные гармонические колебания.....	177
7.2. Вынужденные электромагнитные колебания.....	187
<i>Лабораторная работа № 2.10 (1)</i>	
Исследование затухающих колебаний в электрическом колебательном контуре.....	196
<i>Лабораторная работа № 2.10 (2)</i>	
Изучение явления резонанса в последовательном колебательном контуре.....	201
Справочные таблицы.....	208
Список рекомендуемой литературы.....	211

ВВЕДЕНИЕ

Данное пособие предназначено для организации самостоятельной работы студентов всех специальностей и форм обучения БГАТУ по подготовке к лабораторным занятиям и выполнению лабораторных работ по разделам «Электричество» и «Магнетизм» курса «Физика», часть 2. Тематика и последовательность представления лабораторных работ полностью соответствуют программе курса общей физики и модульной системе обучения.

В пособии представлены следующие темы, предусмотренные учебной программой: три темы в разделе «Электричество» и четыре темы в разделе «Магнетизм»:

1. Проводники и диэлектрики в электростатическом поле. Конденсаторы.
2. Постоянный электрический ток.
3. Электрический ток в металлах и электролитах.
4. Стационарное магнитное поле в вакууме.
5. Магнитное поле в веществе.
6. Электромагнитная индукция.
7. Изучение электромагнитных колебаний в колебательном контуре.

По каждой из выше указанных тем выполняются две лабораторные работы, за исключением пятой темы (содержит три лабораторные работы) и шестой темы (одна лабораторная работа).

Нумерация лабораторных работ начинается с номера 2.1. Первая цифра «2» в номере указывает на часть 2 курса «Физика». Вторая цифра (цифра после точки) означает порядковый номер лабораторной работы в этой части.

Темы начинаются с рассмотрения теории. За ней следует представление лабораторных работ, включающее описание методик проведения эксперимента, лабораторных установок, порядка выполнения измерений, обработки и представления результатов. К каждой лабораторной работе даны вопросы для самоконтроля и повторения теоретического материала.

Ясная, логичная и компактная форма изложения теоретического материала, широкое использование выделений полужирным и курсивным начертанием основных определений, ключевых утверждений и формулировок законов делают данное пособие полезным

не только при поиске информации для сдачи лабораторных работ, но и при подготовке к практическим занятиям и экзаменам. Контрольные вопросы и задания способствуют более глубокому пониманию и усвоению основных положений рассматриваемых тем.

Выполнение лабораторных работ поможет лучше усвоить изучаемый материал, приобрести навыки работы с оборудованием, научиться формулировать цели работы и делать выводы на основе полученных результатов.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Допуск к лабораторной работе

Перед выполнением лабораторной работы студент должен получить у преподавателя допуск к выполнению работы. Для этого студент должен:

- заранее оформить конспект данной лабораторной работы;
- ответить на вопросы преподавателя по теории, методике измерений, устройству установки и методике обработки результатов.

При получении студентом допуска к выполнению работы, преподаватель ставит свою подпись в конспекте студента (графа «ДОПУСК» в таблице на обложке).

Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе

Конспект для допуска и выполнения лабораторных работ готовится заранее на двойных листах из тетради в клетку (1–5 двойных листов в зависимости от почерка).

<i>Первая страница (обложка)</i>			
БГАТУ			
<i>кафедра естественнонаучных дисциплин</i>			
<i>Лабораторная работа №</i>			
<i>Название:</i>			
<i>Выполнил:</i>			
<i>студент __ курса __ группы</i>			
<hr/>			
<i>(ф. и. о.)</i>			
	<i>Допуск</i>	<i>Измерения</i>	<i>Зачет</i>
<i>Подпись, дата</i>			
<i>Минск 20 __ г.</i>			

Следующие страницы

Цель работы: (переписать полностью из описания или сформулировать самостоятельно).

Теоретическое введение: (письменно ответить на поставленные в лабораторной работе вопросы с использованием формулировок законов, определений основных физических величин и соотношений между ними, а также рисунков, графиков и схем с пояснениями к ним).

Экспериментальная установка: (нарисовать электрическую схему или схематичный рисунок установки и пояснить элементы установки).

Результаты измерений и их обработка: (подготовить таблицу для результатов измерений).

Если студент не подготовил конспект по лабораторной работе, то он не допускается к выполнению работы до тех пор, пока конспект не будет подготовлен (причина невыполнения работы считается неуважительной).

Выполнение лабораторной работы

Учитывая указания преподавателя, студент получает и заносит в таблицы экспериментальные данные, проводит расчеты физических величин и погрешностей, строит графики и т. п. Выполнив необходимые действия, показывает полученные результаты измерений и расчетов преподавателю и при правильном результате получает подпись в графе «ИЗМЕРЕНИЯ».

Оформление отчета

Полностью оформленная и подготовленная к зачету работа должна соответствовать следующим требованиям:

1. Должны быть выполнены *все пункты* раздела «Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе».

2. Для всех величин, представленных в таблицах и полученных в результате вычислений, должны быть записаны соответствующие *единицы измерения*.

3. Графики должны удовлетворять следующим требованиям:

- построение графиков выполнять на миллиметровой бумаге или на листе в клетку размером не менее половины тетрадного листа;
- графики строить в декартовой системе координат, на концах осей – стрелки, обозначения величин, единицы измерения, множитель (10^n);
- на каждой оси должен быть выбран равномерный масштаб (риски через равные промежутки, числа через равное количество рисок);
- под графиком написать полное название графика *словами* (например: график зависимости скорости от времени);
- экспериментальные и теоретические точки наносить ярко, разными значками;
- экспериментальная кривая должна соответствовать теоретической зависимости (не соединять экспериментальные точки ломаной линией).

Полученный экспериментально график зависимости _____ от _____ имеет вид (прямой, (название функции словами) (название аргумента) проходящей через начало координат, параболы, гиперболы, плавной кривой и т. п.) и качественно совпадает (не совпадает) с теоретической зависимостью данной характеристики, имеющей вид _____.
(формула)

4. Сделать вывод в соответствии с шаблоном:

По результатам измерений и расчетов получено значение _____, равное _____ = _____ \pm _____
(название физической величины) (символ) (среднее значение)
_____.
(абс. погрешность) (единица измерения)

Полученное экспериментально значение _____, равное _____
(полное название величины словами)
_____ с точностью до ошибки измерений,
(число, единица измерения)
составляющей _____, совпадает (не совпадает) с табличным
(число, единица измерения)
(теоретическим) значением данной величины, равным _____.
(число, единица измерения)

Отчет по лабораторной работе

Преподаватель проверяет правильность и полноту оформления конспекта, задает вопросы по теории, методике измерений, устройству установки, методике обработки результатов, обоснованности выводов по отдельным результатам работы и всей работе в целом, и, если работа считается полностью выполненной, ставит подпись в графе «ЗАЧЕТ».

Отчет по выполненным работам должен быть осуществлен на текущем или на следующем занятии.

Если студент имеет две и более задолженностей по отчетам лабораторных работ, к выполнению следующих работ студент не допускается (причина невыполнения считается неуважительной).

Порядок отработки невыполненных лабораторных работ

Лабораторные работы, не выполненные по уважительной причине, отрабатываются бесплатно при наличии разрешения деканата, конспекта по данной лабораторной работе с подписью ведущего занятия преподавателя в графе «ДОПУСК» в течение двух недель после выхода студента на занятия.

Лабораторные работы, не выполненные по неуважительной причине, отрабатываются платно в течение двух недель после выхода студента на занятия при наличии конспекта по данной лабораторной работе с подписью ведущего занятия преподавателя в графе «ДОПУСК», квитанции об оплате, договора об оказании услуг по ликвидации академической задолженности и акта о выполненных работах (оказанных услугах) по договору.

Отработка лабораторных работ проводится согласно графику отработки, утвержденному заведующим кафедрой и находящемуся на доске объявлений кафедры.

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

1. ПРОВОДНИКИ И ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ. КОНДЕНСАТОРЫ

Вещество, внесенное в электрическое поле, может существенно изменить характеристики поля. Это связано с тем, что материалы состоят из молекул, в состав которых входят заряженные частицы. В отсутствие внешнего поля частицы распределяются внутри молекул так, что создаваемое ими электрическое поле в среднем по объему, включающему большое число атомов или молекул, равно нулю. При наличии внешнего поля напряженностью \vec{E}_0 в молекулах вещества происходит перераспределение заряженных частиц, и возникает собственное электрическое поле с напряженностью \vec{E}' . Результирующая напряженность \vec{E} электрического поля в веществе определяется, в соответствии с принципом суперпозиции, как векторная сумма внешнего поля \vec{E}_0 и внутреннего поля \vec{E}' .

Вещества по своим электрическим свойствам подразделяются на *проводники, полупроводники и диэлектрики (изоляторы)*.

1.1. Проводники в электростатическом поле

Основная особенность проводников – наличие свободных зарядов, которые могут под действием электрического поля свободно перемещаться по всему объему материала. Наиболее хорошими проводниками электрического тока являются металлы.

При отсутствии внешнего электрического поля в любом элементе объема проводника отрицательный свободный заряд компенсируется положительным зарядом ионной решетки. В незаряженном проводнике, внесенном во внешнее электрическое поле, происходит перераспределение свободных зарядов: положительные заряды перемещаются по проводнику по направлению поля, отрицательные – против поля (рис. 1, *а*). В результате этого на внешней поверхности проводника на одном конце возникают некомпенсированные положительные заряды, на другом – отрицательные (рис. 1, *б*). Появившиеся на поверхности проводника заряды

называются **индуцированными** (или **наведенными**) **зарядами**. Они исчезают, как только проводник удаляется из электрического поля. Этот процесс перераспределения зарядов в проводнике под действием внешнего электростатического поля называется **электростатической индукцией**.

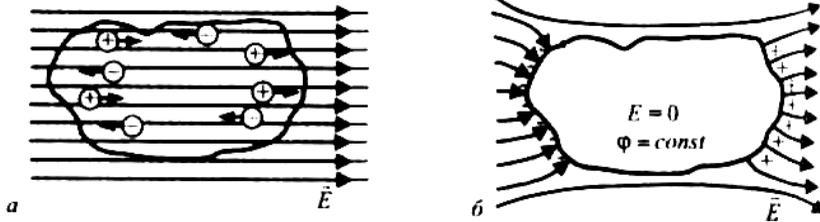


Рис. 1. Незаряженный проводник в электрическом поле:

а – носители заряда приходят в движение при помещении проводника во внешнее поле;
б – картина линий напряженности поля (на поверхности проводника изображены индуцированные заряды)

Индукцированные заряды создают свое собственное поле с напряженностью \vec{E}' , которое компенсирует внешнее поле с напряженностью \vec{E}_0 во всем объеме внутри проводника:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0.$$

Другими словами, при установившемся равновесном распределении зарядов электростатическое поле внутри проводника отсутствует. Поскольку, как известно, $\vec{E} = -grad \phi = 0$, то потенциалы во всех точках внутри проводника одинаковы и равны потенциалу на поверхности проводника.

Все внутренние области проводника, внесенного в электрическое поле, остаются электронейтральными. Если удалить некоторый объем, выделенный внутри проводника, и образовать полость, то электрическое поле внутри полости также будет равно нулю. На этом основана **электростатическая защита**: чтобы оградить чувствительные электрические приборы от воздействия внешних электрических полей, их заключают в замкнутые металлические оболочки. Вместо сплошного проводника-оболочки может быть густая металлическая сетка.

1.2. Поляризация диэлектриков

Диэлектриками называются вещества, которые при обычных условиях не проводят постоянный электрический ток. В отличие от проводников, в диэлектриках практически нет свободных электрических зарядов. Они состоят из нейтральных атомов или молекул. Заряженные частицы в нейтральном атоме (положительно заряженные ядра и отрицательно заряженные электроны) связаны друг с другом и не могут перемещаться под действием электрического поля по всему объему диэлектрика.

Электрический диполь – система из двух равных по модулю разноименных точечных зарядов ($-q$, $+q$), расстояние между которыми значительно меньше расстояния до рассматриваемых точек поля, созданного этими зарядами. Вектор \vec{l} , направленный по оси диполя (прямой, проходящей через оба точечных заряда) от отрицательного заряда к положительному и равный расстоянию между ними, называется плечом диполя (рис. 2). Вектор \vec{p} , совпадающий по направлению с плечом диполя, и равный произведению модуля заряда q на плечо \vec{l} , называется **электрическим моментом диполя** или **дипольным моментом**: $\vec{p} = q\vec{l}$.

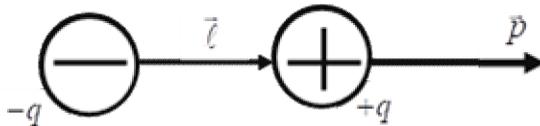


Рис. 2. Электрический диполь

Различают 3 типа диэлектриков:

1. Неполлярные диэлектрики – диэлектрики с неполярными молекулами. Неполлярные молекулы – это такие молекулы, у которых в отсутствие внешнего электрического поля «центры тяжести» отрицательного заряда и положительного заряда совпадают. Положительный заряд молекул обусловлен ядрами атомов, из которых состоит молекула, а отрицательный – электронами. Примерами неполярных молекул являются симметричные по структуре молекулы водорода (H_2), азота (N_2), кислорода (O_2), углекислого

газа (CO₂), метана (CH₄). Неполлярные молекулы в отсутствие внешнего электрического поля не имеют собственного электрического дипольного момента.

2. Полярные диэлектрики – диэлектрики, состоящие из полярных молекул. Полярные молекулы в отсутствие внешнего электрического поля имеют асимметричное строение и вследствие этого их положительные и отрицательные заряды имеют несовпадающие «центры тяжести», что и обуславливает наличие у них собственного дипольного момента (например, к таким молекулам относятся NH₃, H₂O, SO₂, CO).

В первом приближении молекулы полярного диэлектрика можно рассматривать как электрические диполи с электрическим дипольным моментом $\vec{p} = q\vec{l}$, где q – суммарный положительный заряд всех атомных ядер в молекуле; \vec{l} – вектор, проведенный из «центра тяжести» отрицательных зарядов (электронов) в молекуле в «центр тяжести» положительных зарядов атомных ядер.

Положительный заряд диполя равен суммарному заряду ядер и помещен в «центре тяжести» положительных зарядов; отрицательный заряд равен суммарному заряду электронов и помещен в «центре тяжести» отрицательных зарядов.

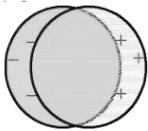
В диэлектриках из полярных молекул без внешнего поля дипольные моменты ориентируются хаотично, и внутреннее электрическое поле не возникает.

3. Ионные кристаллические диэлектрики – диэлектрики, имеющие ионную кристаллическую решетку с правильным чередованием ионов разных знаков (например, соли натрия и калия: NaCl и KCl).

Когда любой диэлектрик помещен во внешнее электрическое поле, то происходит *поляризация диэлектриков*, механизм которой различен для разных типов диэлектриков.

Поляризацией диэлектрика называется возникновение под воздействием внешнего электрического поля отличного от нуля электрического дипольного момента диэлектрика и собственного электрического поля.

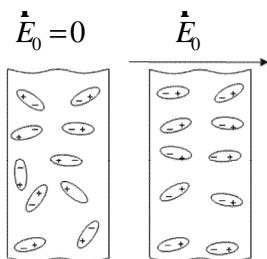
Соответственно трем типам диэлектриков различают три вида поляризации диэлектриков:



1. Электронная, или деформационная, поляризация диэлектрика с неполярными молекулами.

Под действием внешнего электрического поля заряды неполярных молекул смещаются в противоположные стороны (положительные – по полю, отрицательные – против поля), и молекула приобретает индуцированный дипольный момент (см. рис. 3, а). Электронная поляризация осуществляется, в основном, за счет деформации электронных оболочек атомов под действием внешнего электрического поля.

2. Ориентационная, или дипольная, поляризация диэлектрика с полярными молекулами.



Без внешнего поля дипольные моменты полярных молекул вследствие теплового движения расположены хаотично. Под влиянием внешнего электрического поля происходит выстраивание диполей.

В результате диполи приобретают преимущественную ориентацию, совпадающую с направлением внешнего поля (см. рис. 3, б). Причем, чем больше величина этого поля и чем ниже температура диэлектрика, тем более строгая ориентация диполей.

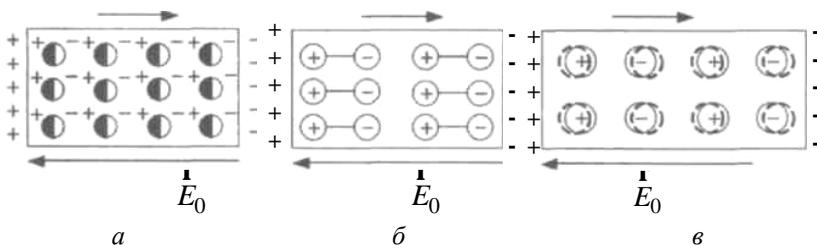
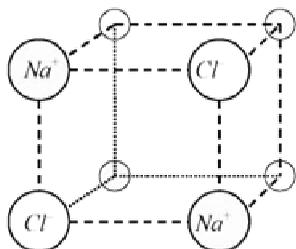


Рис. 3. Поляризация диэлектриков во внешнем поле \vec{E}_0 :

а – электронная поляризация неполярного диэлектрика;
 б – ориентационная поляризация полярного диэлектрика;

в – ионная поляризация диэлектрика с ионными кристаллическими решетками

3. Ионная поляризация диэлектрика с ионными кристаллами (без свободных электронов).



На рисунке изображена элементарная ячейка кристалла $NaCl$, состоящая из 4-х ионов Na^+ и 4-х ионов Cl^- . Во внешнем поле происходит смещение в противоположных направлениях подрешеток положительных и отрицательных ионов целиком, которое ведет к поляризации (см. рис. 3, в).

Подрешетки положительных ионов смещаются вдоль направления внешнего электрического поля, а подрешетки отрицательных ионов – против поля).

Таким образом, механизм поляризации связан с конкретным строением диэлектрика. Независимо от механизма поляризации все положительные заряды смещаются по полю, а отрицательные – против поля.

В результате поляризации на поверхности диэлектрика во внешнем электрическом поле возникают нескомпенсированные наведенные заряды. Эти индуцированные заряды называют **связанными (поляризационными)**. *Связанные заряды принадлежат молекулам диэлектрика и не могут быть удалены с его поверхности.* Их отличают от *сторонних* (или *свободных зарядов*) (заряды проводника, внешние и внесенные заряды и др.).

Сторонние заряды – заряды, не входящие в состав молекул диэлектрика, а также заряды, расположенные за пределами диэлектрика.

Для количественного описания поляризованного состояния диэлектрика используется векторная величина – вектор поляризованности, или вектор поляризации диэлектрика \vec{P} , который определяется как дипольный момент единицы объема материала:

$$\vec{P} = \frac{\vec{r}_V}{\Delta V} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{\Delta V}, \quad (1.1)$$

где $\vec{p}_i = q\vec{l}_i$ – дипольный момент i -ой молекулы, n – общее число молекул в объеме ΔV ; $\vec{r}_V = \sum_i \vec{p}_i$ – векторная сумма дипольных

моментов молекул, находящихся в объеме ΔV (этот объем должен быть столь малым, чтобы в его пределах электрическое поле было однородным, но число молекул в пределах этого объема было достаточно велико).

В однородных изотропных диэлектриках любого типа (полярных, неполярных, ионных) поляризованность линейно зависит от напряженности результирующего поля \vec{E} в диэлектрике (являющегося суперпозицией полей сторонних и связанных зарядов, $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$):

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (1.2)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость вещества, характеризующая способность среды к поляризации (положительная безразмерная величина, не зависящая от \vec{E} , за исключением сегнетоэлектриков), ϵ_0 – электрическая постоянная.

На границе диэлектрика и вакуума *поверхностная плотность связанных зарядов* σ' равна нормальной составляющей вектора поляризации в данной точке поверхности:

$$\sigma' = \vec{P} \cdot \vec{n} = P_n = \chi \epsilon_0 E_n, \quad (1.3)$$

где P_n – проекция вектора \vec{P} на внешнюю нормаль к поверхности данного диэлектрика; E_n – проекция вектора \vec{E} (внутри диэлектрика вблизи его поверхности) на внешнюю нормаль.

1.3. Напряженность электрического поля в диэлектрике. Диэлектрическая проницаемость среды

Поместим пластинку из однородного диэлектрика во внешнее электрическое поле \vec{E}_0 , созданное двумя бесконечными параллельными разноименно заряженными металлическими плоскостями с поверхностной плотностью стороннего заряда на них σ .

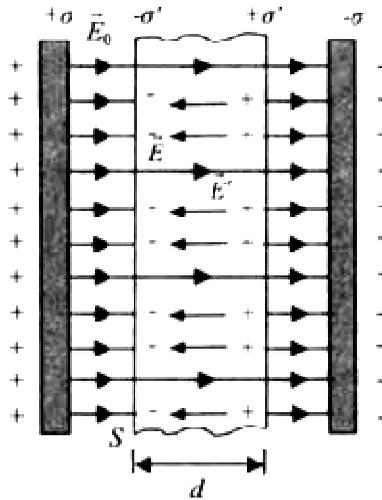


Рис. 4. Диэлектрик во внешнем электрическом поле \vec{E}_0

В диэлектрике вследствие поляризации на его противоположных поверхностях, перпендикулярных направлению вектора напряженности \vec{E}_0 , возникают связанные заряды. Пусть $s\sigma'$ – поверхностная плотность связанных зарядов ($+\sigma'$ и $-\sigma'$) (рис. 4). Эти связанные заряды создают внутри диэлектрика поле с напряженностью \vec{E}' , которое направлено против внешнего поля \vec{E}_0 , создаваемого сторонними зарядами.

Поэтому напряженность результирующего поля \vec{E} внутри диэлектрика, которое является суперпозицией полей сторонних и связанных зарядов, $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, по модулю будет равно:

$$E = E_0 - E'.$$

Как известно, напряженность поля между двумя разноименно заряженными плоскостями равна:

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

По аналогии можно записать формулу для напряженности поля \vec{E}' :

$$E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}.$$

Тогда получаем, что напряженность поля внутри диэлектрика равна:

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0}. \quad (1.4)$$

Как видно из формулы (1.4), напряженность поля внутри диэлектрика совпадает с напряженностью поля в вакууме, когда поверхностная плотность стороннего заряда σ на бесконечных параллельных разноименно заряженных металлических плоскостях (рис. 4) равна $\sigma - \sigma'$.

Подставим в формулу (1.4) значение σ' из формулы (1.3):

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = E_0 - \frac{\chi \epsilon_0 E}{\epsilon_0} = E_0 - \chi E.$$

Отсюда получим, что *напряженность результирующего поля внутри диэлектрика* равна:

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (1.5)$$

где

$$\epsilon = 1 + \chi = \frac{E_0}{E}. \quad (1.6)$$

Безразмерная физическая величина ϵ , равная отношению модуля напряженности электрического поля, создаваемого сторонними

(свободными) зарядами в вакууме к модулю напряженности результирующего поля в изотропном диэлектрике, называется **диэлектрической проницаемостью** вещества.

Диэлектрическая проницаемость среды показывает: во сколько раз внешнее электрическое поле ослабляется внутри диэлектрика.

Поскольку для любого диэлектрика $E_0 > E$, то величина диэлектрической проницаемости для всех веществ $\epsilon > 1$. Для вакуума и воздуха принимают $\epsilon = 1$. Для газов ϵ мало отличается от 1, для воды $\epsilon = 81$, а для некоторых керамик может достигать многих тысяч.

Для расчета характеристик электрических полей используется также вспомогательная величина – вектор **электрического смещения** $\overset{\bullet}{D}$, который связан с вектором поляризованности $\overset{\bullet}{P}$ и вектором напряженности электрического поля $\overset{\bullet}{E}$ в изотропном диэлектрике:

$$\overset{\bullet}{D} = \epsilon_0 \overset{\bullet}{E} + \overset{\bullet}{P} = \epsilon_0 \overset{\bullet}{E} + \epsilon_0 \chi \overset{\bullet}{E} = \epsilon_0 (1 + \chi) \overset{\bullet}{E} = \epsilon_0 \epsilon \overset{\bullet}{E} .$$

1.4. Конденсаторы

Конденсатором называется система из двух проводников с одинаковыми по модулю, но противоположными по знаку зарядами. Проводники, составляющие конденсатор, называются его **обкладками**.

Чтобы внешние тела не оказывали влияния на емкость конденсатора, обкладкам придают такую форму и так располагают их друг относительно друга, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми на них зарядами, было сосредоточено внутри конденсатора. Этому условию, например, удовлетворяют две пластинки, расположенные близко друг к другу, два коаксиальных цилиндра или две концентрические сферы. В зависимости от формы обкладок различают *плоские, цилиндрические* и *сферические конденсаторы* (рис. 5).

Основной характеристикой конденсатора является его емкость. **Емкостью (емкостью) конденсатора** называется физическая величина, равная отношению модуля заряда q одной из обкладок к разности потенциалов $\Delta\phi$ между его обкладками:

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2} = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{q}{U} . \quad (1.7)$$

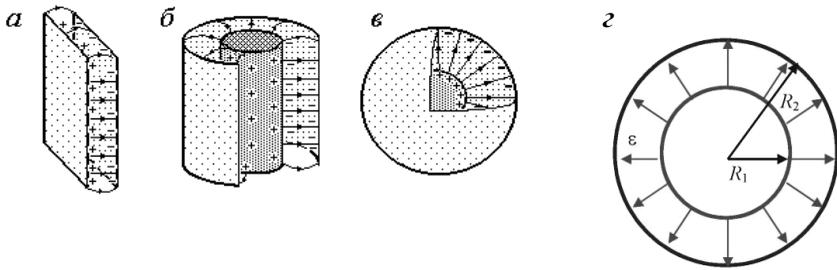


Рис. 5. Типы конденсаторов: а) плоский; б) цилиндрический; в) сферический. Сферический и цилиндрический конденсаторы (з) в плоскостях разрезов, проходящих через центр сфер и перпендикулярно стенкам цилиндра соответственно

Разность потенциалов $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U$ называют напряжением между обкладками конденсатора.

Единица измерения емкости в системе СИ – есть емкость такого конденсатора, между обкладками которого возникает напряжение в 1 В при заряде на его обкладках в 1 Кл. Эта единица называется *фарад* (Ф): $1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}$. На практике чаще применяют

следующие единицы емкости – *микрофарад* (мкФ или μF), *нанофарад* (нФ или nF) и *пикофарад* (пФ или pF): $1 \text{ Ф} = 10^6 \text{ мкФ} = 10^9 \text{ нФ} = 10^{12} \text{ пФ}$.

Величина емкости определяется геометрией конденсатора (формой и размерами обкладок, а также величиной зазора между ними). Кроме того, величина емкости конденсатора зависит от диэлектрических свойств среды, заполняющей пространство между его обкладками.

Плоский конденсатор – система из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d одна от другой ($d^2 \ll S$). В заряженном состоянии конденсатор имеет на пластинах одинаковые по модулю и противоположные по знаку заряды. Поверхностная плотность этих зарядов $+\sigma$ и $-\sigma$ (рис. 6).

Если расстояние между пластинами мало по сравнению с их линейными размерами, то краевыми эффектами можно пренебречь и поле между обкладками можно считать однородным и локализованным между пластинами конденсатора (рис. 6).

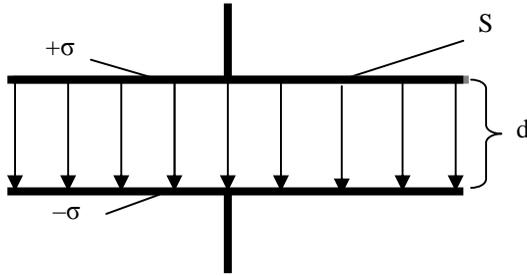


Рис. 6. Идеализированное представление электрического поля плоского конденсатора

Каждая из противоположно заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением $|\mathbf{E}^+| = |\mathbf{E}^-| = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$,

где $\sigma = \frac{q}{S}$ – поверхностная плотность заряда на пластине (q – модуль заряда на пластине, S – площадь пластины, ϵ_0 – электрическая постоянная).

Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости является однородным (рис. 7, а), его напряженность равна $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$.

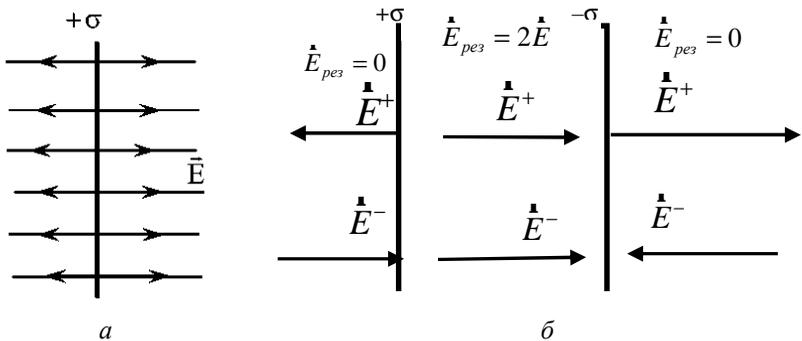


Рис. 7. К расчету напряженности электрического поля между обкладками конденсатора:
 а) поле равномерно заряженной бесконечной плоскости;
 б) поле двух бесконечных параллельных разноименно заряженных плоскостей

Согласно принципу суперпозиции, вектор напряженности результирующего поля \vec{E} , создаваемого обеими пластинами, равен сумме напряженностей \vec{E}^+ и \vec{E}^- полей каждой из пластин: $\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-$.

Внутри конденсатора векторы \vec{E}^+ и \vec{E}^- параллельны друг другу (рис. 7, б). Поэтому модуль напряженности суммарного поля будет равен:

$$E = |2E^+| = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Вне пластин векторы \vec{E}^+ и \vec{E}^- направлены в противоположные стороны, и поэтому вне пластин конденсатора результирующее поле $E = 0$. Разность потенциалов между пластинами, создающими однородное электрическое поле:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U = Ed,$$

где d – расстояние между пластинами, φ_1 и φ_2 – потенциалы одной и второй пластины соответственно.

Из двух последних соотношений можно получить формулу для расчета емкости плоского конденсатора:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{\sigma S}{Ed} = \frac{\epsilon_0 S}{d}. \quad (1.8)$$

Если все пространство между обкладками заполнено однородным изотропным диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ϵ раз (ϵ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика):

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}. \quad (1.9)$$

Отметим, что емкость реального плоского конденсатора определяется полученной формулой с тем большей точностью, чем меньше зазор d по сравнению с линейными размерами обкладок.

Плоские конденсаторы с гибкими обкладками (обычно изготавливаемыми из тонкой фольги с промасленной бумагой в качестве изолятора) часто сворачивают в рулончик для экономии места. Из-за этого конденсатор промышленного выпуска выглядит как цилиндрическая деталь. Емкость от этой процедуры меняется незначительно.

Сферический конденсатор: обкладками являются 2 концентрические металлические сферы радиусами R_1 и R_2 , между которыми расположен диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ (рис. 5, ϵ).

Емкость сферического конденсатора равна:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (1.10)$$

Цилиндрический конденсатор состоит из двух соосных тонкостенных металлических цилиндров высотой h радиусами R_1 и R_2 , вставленных друг в друга (рис. 5, ϵ). Между обкладками конденсатора расположен диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ .

Емкость цилиндрического конденсатора равна:

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 h}{\ln(R_2 / R_1)}. \quad (1.11)$$

Как следует из выражений (1.7–1.11), емкость конденсаторов любой формы прямо пропорциональна диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками. Поэтому применение в качестве прослойки диэлектриков с большой величиной диэлектрической проницаемости, например, сегнетоэлектриков, позволяет значительно увеличить емкость конденсаторов.

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

Для увеличения емкости и варьирования ее возможных значений конденсаторы соединяют в группы (батареи), при этом используют их параллельное и последовательное соединения.

У **параллельно соединенных конденсаторов** разность потенциалов на обкладках конденсаторов одинакова: $U = U_1 = U_2 = \dots = U_n$ (рис. 8).

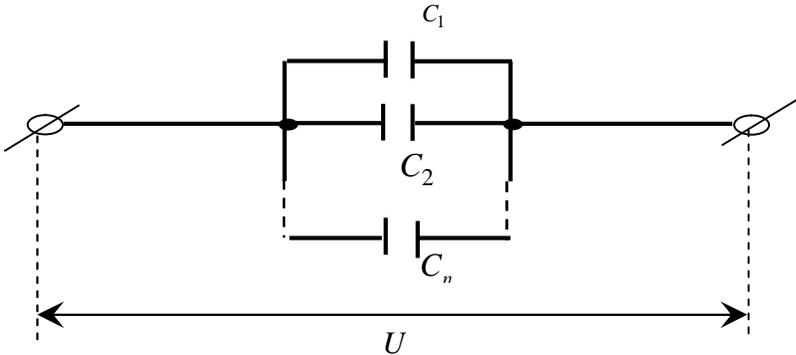


Рис. 8. Схема параллельного соединения конденсаторов

Если емкости отдельных конденсаторов C_1, C_2, \dots, C_n , то заряды на обкладках конденсаторов:

$$q_1 = C_1 U_1, q_2 = C_2 U_2, \dots, q_n = C_n U_n. \quad (1.12)$$

Заряд батареи конденсаторов $q = q_1 + q_2 + \dots + q_n$, так как обкладки, на которых сосредоточены заряды одного знака, соединены между собой. Поскольку $U = U_1 = U_2 = \dots = U_n$, то

$$q = (C_1 + C_2 + \dots + C_n)U. \quad (1.13)$$

Тогда общая емкость батареи конденсаторов равна:

$$C = \frac{q}{U} = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (1.14)$$

Таким образом, при параллельном соединении конденсаторов их общая емкость равна сумме емкостей отдельных конденсаторов. В частности, если все n конденсаторов имеют одинаковую емкость $C' = C_1 + C_2 + \dots + C_n$, то их общая емкость при параллельном соединении $C = nC'$.

Последовательное соединение конденсаторов схематически изображено на рис. 9.

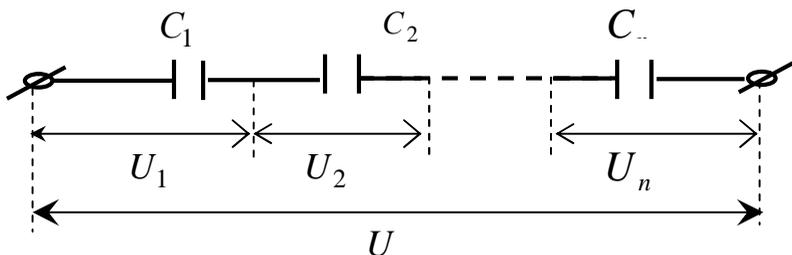


Рис. 9. Схема последовательного соединения конденсаторов

У последовательно соединенных конденсаторов заряды всех обкладок равны по модулю, так как величина тока зарядки в любой момент времени на всем участке одинакова (при любой зависимости величины тока зарядки от времени):

$$q = q_1 = q_2 = \dots = q_n. \quad (1.15)$$

Разность потенциалов U на зажимах батареи равна:

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n, \quad (1.16)$$

где U_1, U_2, \dots, U_n – разность потенциалов на обкладках конденсаторов C_1, C_2, \dots, C_n соответственно.

Поскольку для любого из рассматриваемых конденсаторов

$$q_1 = C_1 U_1, \quad q_2 = C_2 U_2, \quad \dots, \quad q_n = C_n U_n, \quad (1.17)$$

то напряжение между крайними точками участка цепи (рис. 9) равно:

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} + \dots + \frac{q_n}{C_n}. \quad (1.18)$$

Тогда с учетом формулы (1.15) *общую емкость C батареи последовательно соединенных конденсаторов можно найти из выражения:*

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (1.19)$$

Таким образом, при последовательном соединении конденсаторов результирующая емкость C всегда меньше наименьшей емкости конденсатора, входящего в данную батарею конденсаторов. В частности, если все n конденсаторов имеют одинаковую емкость $C' = C_1 = C_2 = \dots = C_n$, то их общая емкость при последовательном соединении $C = \frac{C'}{n}$.

Энергия заряженного конденсатора. Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает энергией. Пусть потенциал обкладки заряженного конденсатора, на которой находится заряд $+q$, равен φ_1 , а потенциал обкладки, на которой находится заряд $-q$, равен φ_2 . Разность потенциалов между обкладками конденсатора $\varphi_1 - \varphi_2 = U$.

При зарядке конденсатора разность потенциалов между его обкладками возрастает от нуля до U пропорционально заряду q . Полная работа внешних сил при увеличении заряда конденсатора от 0 до q равна:

$$A = \int_0^q qd\varphi = \int_0^q \frac{q dq}{C} = \frac{q^2}{2C}.$$

Энергия W заряженного конденсатора равна работе, которая была совершена при его зарядке. С учетом соотношения $q = CU$ можно записать:

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qCU}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{q(\Phi_1 - \Phi_2)}{2}. \quad (1.20)$$

Таким образом, *электрическая энергия заряженного конденсатора* равна:

$$W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (1.21)$$

В частности, при параллельном соединении двух конденсаторов, емкости которых C_1 и C_2 , отношение их зарядов и энергий (с учетом того, что напряжения на конденсаторах $U_1 = U_2$) будет равно:

$$\left(\frac{q_1}{q_2} \right)_{\text{пар}} = \left(\frac{W_1}{W_2} \right)_{\text{пар}} = \frac{C_1}{C_2}. \quad (1.22)$$

При последовательном соединении двух конденсаторов, емкости которых C_1 и C_2 , отношение их зарядов (с учетом того, что заряды на обкладках конденсаторов $q_1 = q_2$) будет равно 1, а отношение энергий конденсаторов:

$$\left(\frac{W_1}{W_2} \right)_{\text{послед}} = \frac{C_2}{C_1}. \quad (1.23)$$

Формулы (1.22) и (1.23) позволяют по значению емкости конденсаторов оценить отношение энергий этих конденсаторов при их параллельном и последовательном соединениях.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОЕМКОСТИ КОНДЕНСАТОРОВ

Цель работы: освоить методику измерения емкостей неизвестных конденсаторов и экспериментально подтвердить справедливость формул для расчета общей емкости при последовательном и параллельном соединениях конденсаторов.

Описание методики измерений и лабораторной установки

Как следует из материалов, представленных в краткой теоретической части к данной лабораторной работе, если последовательно соединить конденсатор неизвестной емкости C_x с конденсатором известной емкости C_0 и подать на них напряжение U , то величина зарядов на обкладках конденсаторов будет одинаковой $q_x = q_0$. Поэтому $C_x U_x = C_0 U_0$, где U_x и U_0 – напряжения на конденсаторах C_x и C_0 соответственно (рис. 10). Поскольку $U_x = U - U_0$, то емкость неизвестного конденсатора:

$$C_x = \frac{C_0 U_0}{U_x} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}. \quad (1.24)$$

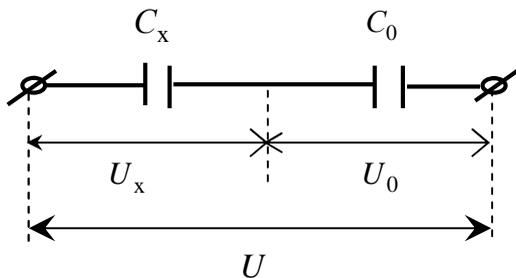


Рис. 10. Последовательное соединение конденсаторов с емкостями

Таким образом, если известна емкость конденсатора C_0 , то, измерив напряжения U и U_0 , можно определить емкость неизвестного конденсатора C_x (рис. 10), используя формулу (1.24).

Общий вид лабораторной установки и ее принципиальная схема представлены на рис. 11. Макет принципиальной схемы представлен на рис. 12. На макете имеется два конденсатора, емкости которых C_1 и C_2 неизвестны, и конденсатор C_0 , емкость которого известна. Конденсаторы C_1 и C_0 соединены последовательно между собой через клемму 5 (рис. 12). С помощью одной или двух перемычек конденсаторы C_1 , C_2 и C_0 можно соединять между собой различными способами.

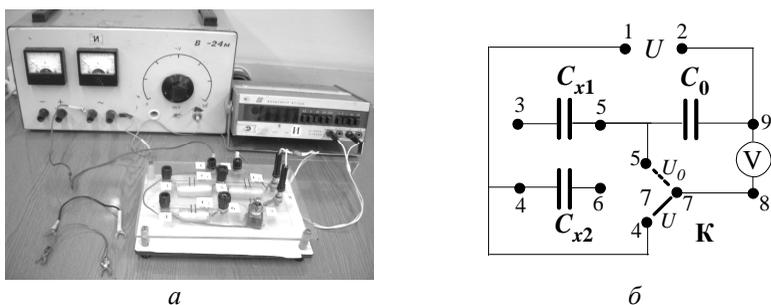


Рис. 11. Общий вид лабораторной установки (а) и ее принципиальная схема (б): C_0 – конденсатор с известной емкостью, C_x – конденсатор с неизвестной емкостью, К – переключатель, V – вольтметр

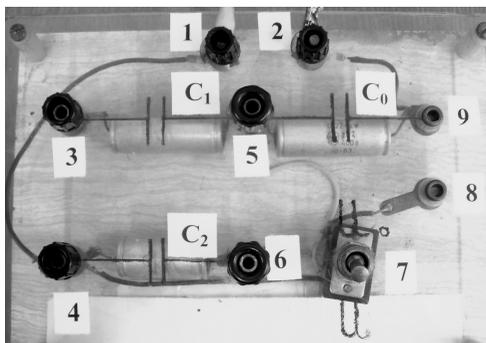


Рис. 12. Макет рабочей схемы

В лабораторной работе напряжение U подается от регулируемого источника В-24М на клеммы 1 и 2, которые соединены проводниками с клеммами 4 и 9 соответственно (рис. 12). Вольтметром В7-22А, подключенным к клеммам 8 и 9, измеряется либо напряжение U на клеммах источника, либо напряжение U_0 на известном конденсаторе C_0 в зависимости от положения переключателя 7 (рис. 12).

При выполнении данной лабораторной работы следует поочередно реализовать на макете (рис. 12) с помощью одной или двух перемычек четыре схемы соединения конденсаторов C_1 , C_2 и C_0 (рис. 13).

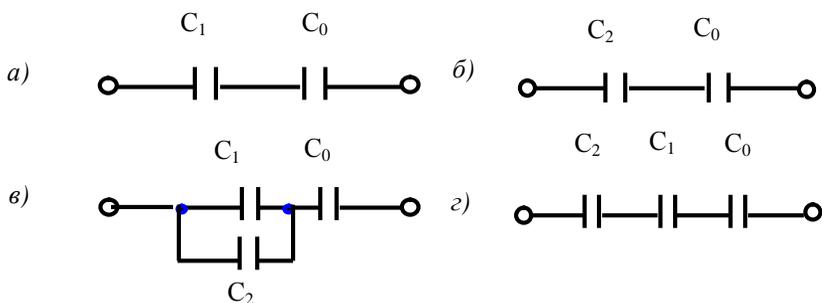


Рис. 13. Схемы соединения конденсаторов

Результаты измерений и расчетов емкостей неизвестных конденсаторов для каждой из представленных выше схем записать в табл. 1–4 соответственно.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с описанием лабораторной установки и методики измерений (см. рис. 10–13). Указанную на макете лабораторной установки величину емкости известного конденсатора C_0 занести в табл. 1–4.

2. Для реализации схемы (а), представленной на рис. 13, следует соединить на макете (рис. 12) перемычкой клеммы 3 и 4. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x1} играет

конденсатор C_1 , последовательно соединенный с конденсатором C_0 через клемму 5 (рис. 12). Включить в сеть регулируемый источник В-24М (рис. 11) и вольтметр В7-22А.

3. Переключить ключ 7 (рис. 12) в положение « U » и подать от источника первое из трех заданных преподавателем значений U . Записать измеренную вольтметром величину напряжения U в табл. 1. Переключив ключ в положение « U_0 », определить по показанию вольтметра величину напряжения U_0 на известном конденсаторе C_0 и записать в табл. 1.

Таблица 1

Последовательно соединенные конденсаторы C_1 (C_{x1}) и C_0 (рис. 13, а)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x1} , мкФ	ΔC_{x1} , мкФ
	1.				
	2.				
	3.				
Среднее значение					

4. Повторить экспериментально пункт 3 для двух других указанных преподавателем значений U и записать соответствующие им значения U_0 в табл. 1. Снять перемычку, соединяющую клеммы 3 и 4.

5. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 13, б. Для этого следует соединить перемычкой клеммы 5 и 6 (рис. 12). В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x2} играет конденсатор C_2 , последовательно соединенный перемычкой с конденсатором C_0 . Выполнить предыдущие пункты 3 и 4 для данной схемы соединения конденсаторов и внести три значения напряжения U и соответствующие им три значения U_0 в табл. 2. Снять перемычку, соединяющую клеммы 5 и 6.

Таблица 2

Последовательно соединенные конденсаторы C_2 (C_{x2}) и C_0 (рис. 13, б)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x2} , мкФ	ΔC_{x2} , мкФ
	1.				
	2.				
	3.				
Среднее значение					

6. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 13, в. Для этого следует соединить одной перемычкой клеммы 3 и 4, а другой перемычкой – клеммы 5 и 6. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x4} будет играть параллельно соединенные конденсаторы с емкостями C_1 и C_2 . Выполнить пункты 3 и 4 и внести три значения напряжения U_x и соответствующие им три значения U_0 в таблицу 3. Снять обе перемычки с макета.

Таблица 3

Параллельно соединенные между собой конденсаторы C_1 и C_2 неизвестной общей емкости C_{x3} соединены последовательно с C_0 (рис.13, в)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x3} , мкФ	ΔC_{x3} , мкФ
	1.				
	2.				
	3.				
Среднее значение					

7. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 13, г. Для этого следует соединить перемычкой клеммы 3 и 6. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x4} будет играть последовательно соединенные конденсаторы с емкостями C_1 и C_2 . Выполнить пункты 3 и 4, внести три значения напряжения U_x и соответствующие им три значения U_0 в табл. 4. Снять обе перемычки с макета.

Таблица 4

Последовательно соединенные конденсаторы C_1 , C_2 (C_{x4}) и C_0 (рис. 13, з)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x4} , мкФ	ΔC_{x4} , мкФ
	1.				
	2.				
	3.				
Среднее значение					

8. Для каждой из четырех схем соединения конденсаторов рассчитать средние значения емкостей $\langle C_{xi} \rangle$:

$$\langle C_{xi} \rangle = \frac{\sum C_{xi}}{3}.$$

Полученные результаты записать в табл. 1–4.

9. Оценить абсолютную погрешность определения величины неизвестной емкости конденсаторов ΔC_{xi} при каждом измерении и среднюю абсолютную погрешность $\langle \Delta C_{xi} \rangle$ по формулам:

$$\Delta C_{xi} = \left| \langle C_{xi} \rangle - C_{xi} \right|,$$

$$\langle \Delta C_{xi} \rangle = \frac{\sum \Delta C_{xi}}{3}.$$

10. По известным средним значениям емкостей $C_{x1} = C_1$ (табл. 1) и $C_{x2} = C_2$ (табл. 2) рассчитать общие емкости параллельно соединенных конденсаторов C_1 и C_2 ($C_{x3}^{\text{теор}} U_0$, В) и последовательно соединенных конденсаторов C_1 и C_2 ($C_{x4}^{\text{теор}}$) по формулам:

$$C_{x3}^{\text{теор}} = C_{x1} + C_{x2},$$

$$C_{x4}^{\text{теор}} = \frac{C_{x1} \cdot C_{x2}}{C_{x1} + C_{x2}}.$$

Занести полученные значения $C_{x3}^{\text{теор}}$ и $C_{x4}^{\text{теор}}$ в табл. 5.

Таблица 5

Сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных емкостей при параллельном и последовательном соединении конденсаторов C_1 и C_2

Соединение конденсаторов C_1 и C_2	Теоретически рассчитанная величина емкости, мкФ	Экспериментальные величины емкостей $\langle C_{x3} \rangle$ (из табл. 3) и $\langle C_{x4} \rangle$ (из табл. 4), мкФ
Параллельное	$C_{x3}^{\text{теор}} =$	$\langle C_{x3} \rangle =$
Последовательное	$C_{x4}^{\text{теор}} =$	$\langle C_{x4} \rangle =$

11. Записать средние значения емкостей C_{x3} и C_{x4} из табл. 3 и табл. 4 в табл. 5. Сравнить значения $C_{x3}^{\text{теор}}$ и $C_{x4}^{\text{теор}}$ с экспериментально полученными средними значениями C_{x3} и C_{x4} соответственно. Сделать вывод в письменном виде.

12. Оценить относительную погрешность δC_{xi} определения величины неизвестной емкости конденсаторов (табл. 1–4) по формуле:

$$\delta C_{xi} = \frac{\langle \Delta C_{xi} \rangle}{\langle C_{xi} \rangle} \cdot 100 \%$$

Вопросы и задания для самоконтроля

I уровень

1. Где располагаются электрические заряды на заряженном проводнике?
2. Что представляет собой конденсатор и для чего он используется?
3. Что характеризует электрическая емкость уединенного проводника?
4. Дать определение и записать общую формулу электроемкости уединенного проводника, конденсатора. В каких единицах она измеряется?

4. Какими параметрами определяется емкость плоского конденсатора?

5. Какими путями можно увеличить емкость конденсатора?

6. За счет чего можно увеличить емкость плоского конденсатора, если его геометрические размеры должны оставаться неизменными?

7. Записать формулу для вычисления общей емкости конденсаторов, соединенных параллельно.

8. Записать формулу для вычисления общей емкости конденсаторов, соединенных последовательно.

II уровень

9. Во сколько раз емкость батареи, состоящей из четырех одинаковых параллельно соединенных конденсаторов, больше емкости батареи, состоящей из последовательно соединенных этих конденсаторов?

10. Вывести формулу для вычисления общей емкости конденсаторов, соединенных параллельно.

11. Вывести формулу для вычисления общей емкости конденсаторов, соединенных последовательно.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКА

Цель работы: освоить методику экспериментального определения диэлектрической проницаемости плоской пластины из диэлектрика; экспериментально определить диэлектрическую проницаемость плоской пластины из диэлектрика.

Описание методики измерений и лабораторной установки

Рассмотрим плоский однослойный конденсатор (рис. 14): две параллельные пластинки (обкладки конденсатора), между которыми расположен диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ . Расстояние между пластинами равно d , площадь каждой из пластин равна S . Электрическое поле внутри конденсатора – однородное.

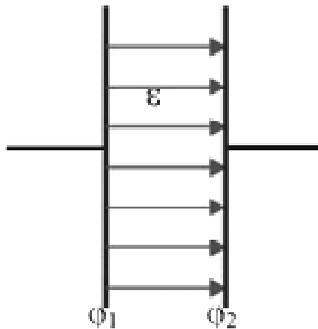


Рис. 14. Плоский конденсатор:

ϵ – диэлектрическая проницаемость вещества, заполняющего пространство между обкладками; $U = \phi_1 - \phi_2$ – напряжение на конденсаторе

Емкость плоского конденсатора (см. формулу (1.9)) равна:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}.$$

Плоский конденсатор, в котором пространство между обкладками заполнено различными диэлектриками (с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$), располагающимися в виде слоев параллельно обкладкам, представляет собой многослойный конденсатор. Можно показать, что *емкость многослойного конденсатора* равна:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} + \frac{d_3}{\epsilon_3} + \dots},$$

где d_i, ϵ_i – соответственно толщина и диэлектрическая проницаемость i -го слоя диэлектрика.

Пусть плоский конденсатор, изображенный на рис. 14, является воздушным (для воздуха $\epsilon \cong 1$). Тогда его емкость C_B равна:

$$C_B = \frac{\epsilon_0 S}{d}. \quad (1.25)$$

Если в пространство между обкладками этого воздушного конденсатора внести плоскую пластину из диэлектрика толщиной $d_2 < d$, то получится трехслойный конденсатор, емкость которого обозначим C_D (рис. 15).

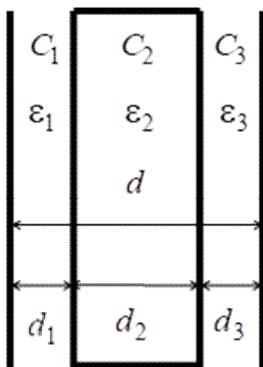


Рис. 15. Трехслойный плоский конденсатор

Первый и третий слои имеют толщины d_1 и d_3 соответственно и представляют собой воздушный диэлектрик, а второй слой толщиной d_2 – слой исследуемого диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 .

Учитывая, что $d_1 + d_3 = d - d_2$ и $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$, а также формулу (1.25), вычислим емкость получившегося трехслойного конденсатора:

$$C_D = \frac{\epsilon_0 S}{\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} + \frac{d_3}{\epsilon_3}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 S}{d_2 + (d - d_2) \epsilon_2} = \frac{C_B d \epsilon_2}{d_2 + (d - d_2) \epsilon_2}.$$

Отсюда получим *искомое значение диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_2$ плоской пластины из диэлектрика:*

$$\epsilon = \frac{C_D d_2}{C_B d - C_D (d - d_2)}. \quad (1.26)$$

Таким образом, зная значения емкостей C_B и C_D , расстояние между обкладками конденсатора и толщину исследуемой пластины, можно определить диэлектрическую проницаемость материала пластины.

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки представлены на рис. 16.

Если последовательно соединить воздушный конденсатор неизвестной емкости $C_x = C_B$ (или C_D) с конденсатором известной емкости C_0 и подать на них напряжение U , то величина зарядов на обкладках конденсаторов будет одинаковой $q_x = q_0$. Поэтому $C_x U_x = C_0 U_0$, где U_x и U_0 – напряжения на конденсаторах C_x и C_0 соответственно (рис. 16, а). Поскольку $U_x = U - U_0$, то емкость неизвестного конденсатора равна:

$$C_x = \frac{C_0 U_0}{U_x} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}.$$

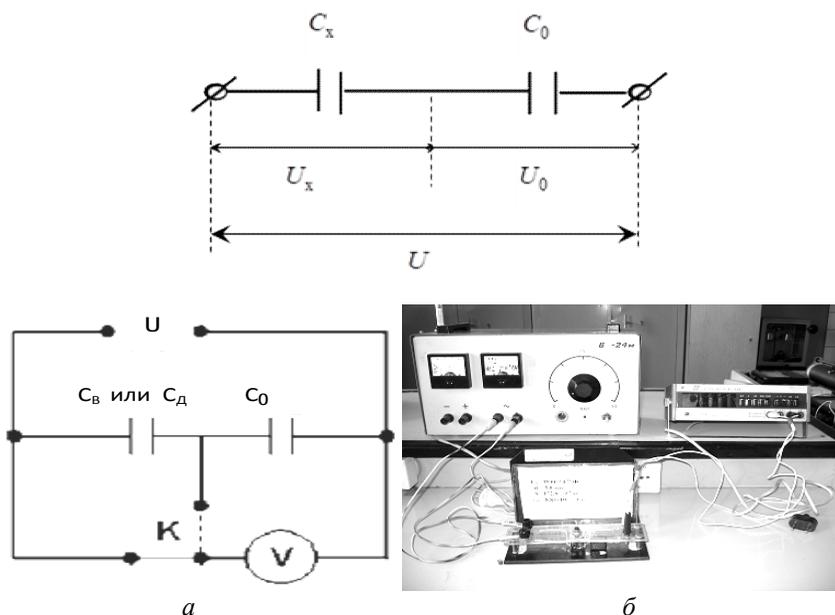


Рис. 16. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки:

C_0 – конденсатор с известной емкостью;

C_B – плоский воздушный конденсатор с неизвестной емкостью;

C_D – тот же конденсатор со вставленной пластиной из диэлектрика;

V – вольтметр; K – переключатель (два положения – «U» и « U_0 »)

Таким образом, зная емкость конденсатора C_0 и измеряя напряжения U и U_0 , можно определить емкость неизвестного конденсатора C_x (C_B , C_D).

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с общим видом и принципиальной схемой лабораторной установки (рис. 16). Указанные на макете лабораторной установки материал диэлектрика, значения толщины d_2 диэлектрической пластины, площади пластин S и расстояния

между ними d воздушного конденсатора, величину емкости известного конденсатора C_0 и величину электрической постоянной ϵ_0 занесите (в единицах СИ) в таблицу.

Таблица

Материал диэлектрика _____; $d_2 =$ _____; $d =$ _____; $S =$ _____; $C_B = \frac{\epsilon_0 S}{d} =$ _____; $C_0 =$ _____; $\epsilon_0 =$ _____								
№ п/п	U , В	U_0 , В	U_0^D , В	$C_B^{\text{эксп}}$, Ф	$C_D^{\text{эксп}}$, Ф	ΔC , Ф	C_D , Ф	ϵ
1.								
2.								
3.								
Среднее значение								

2. Рассчитайте по формуле (1.25) емкость воздушного конденсатора C_B и занесите в таблицу.

3. Поставьте ключ K в положение « U ». Включите в сеть источник питания и вольтметр. Подайте от источника первое из трех заданных преподавателем значений напряжения U . Запишите зафиксированную вольтметром величину напряжения U в таблицу. Переключив ключ в положение « U_0 », определите по показанию вольтметра величину напряжения U_0 на известном конденсаторе C_0 и занесите в таблицу. Вставив диэлектрическую пластину между обкладками неизвестного конденсатора, определите по показанию вольтметра величину нового напряжения U_0^D на известном конденсаторе C_0 и запишите в таблицу.

4. Повторите выполнение п. 3 для двух других заданных преподавателем значений напряжения U и занесите экспериментально полученные значения U , U_0 и U_0^D в таблицу.

5. Определите три значения емкости $C_B^{\text{эксп}}$ неизвестного воздушного конденсатора по трем экспериментально снятым парам

значений U и U_0 по формуле $C_B^{\text{эксп}} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}$. Запишите три полу-

ченных результата $C_B^{\text{эксп}}$ в таблицу.

6. По трем экспериментально полученным парам значений напряжений U и $U_0^{\text{д}}$ определите соответствующие три значения емкости неизвестного конденсатора $C_D^{\text{эксп}}$ со вставленной в него

диэлектрической пластиной по формуле $C_D^{\text{эксп}} = \frac{C_0 U_0^{\text{д}}}{U - U_0^{\text{д}}}$. Запишите

три полученных результата $C_D^{\text{эксп}}$ в таблицу.

7. Определенные из эксперимента величины $C_B^{\text{эксп}}$ и $C_D^{\text{эксп}}$ включают в себя монтажную емкость схемы ΔC , которую приблизительно можно определить как разность между значением емкости воздушного конденсатора $C_B^{\text{эксп}}$ и теоретически рассчитанным значением емкости C_B этого же воздушного конденсатора по его известным геометрическим размерам (см. п. 2). Определите три значения монтажной емкости по формуле $\Delta C = C_B^{\text{эксп}} - C_B$ и занесите три полученных результата ΔC в таблицу. Зная три значения ΔC , определите три соответствующих значения емкости конденсатора со вставленной в него диэлектрической пластиной: $C_D = C_D^{\text{эксп}} - \Delta C$. Запишите три полученных значения C_D в таблицу.

8. Рассчитайте три значения диэлектрической проницаемости пластины ε по формуле (1.26) и занесите полученные результаты расчетов в таблицу.

9. Рассчитайте среднее значение величины диэлектрической проницаемости ε и занесите результаты расчетов в таблицу.

10. Сравните рассчитанную среднюю величину диэлектрической проницаемости материала пластины с ее известным по справочным данным значением для данного материала.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Какие вещества называются диэлектриками?
2. В чем состоит явление поляризации диэлектрика?
3. Какие молекулы относятся к полярным молекулам, а какие к неполярным?
4. Как определяется величина и направление электрического момента диполя?
5. Какие существуют типы диэлектриков?
6. Дайте характеристику различным видам поляризации: электронной, ориентационной и ионной.
7. Какие заряды называются сторонними (свободными)?
8. Какие заряды называются связанными?
9. Почему диэлектрик уменьшает электрическое поле внутри себя?
10. Дайте определение поляризованности диэлектрика.
11. Как зависит поляризованность однородного изотропного диэлектрика от напряженности результирующего электрического поля?
12. Что показывает диэлектрическая проницаемость вещества?
13. Во сколько раз сила взаимодействия между точечными зарядами в веществе меньше силы взаимодействия их в вакууме?

II уровень

14. Сформулируйте и запишите связь вектора поляризованности с поверхностной плотностью связанных зарядов для однородного изотропного диэлектрика.
15. Что такое вектор электрического смещения? Какова связь между векторами напряженности электрического поля \vec{E} , электрического смещения \vec{D} , поляризованности диэлектрика \vec{P} ?
16. Выведите формулу для расчета диэлектрической проницаемости, используемую в данной лабораторной работе.

2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

2.1. Основные характеристики тока и связь между ними

Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. За направление тока принимают направление движения положительных зарядов, которое противоположно направлению движения отрицательных зарядов.

Количественной мерой электрического тока служит физическая величина, называемая силой тока. *Сила тока I* – скалярная величина, равная заряду, проходящему через поперечное сечение проводника за единицу времени (т. е. заряду dq , переносимому через поперечное сечение проводника за интервал времени dt , деленному на этот интервал):

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (2.1)$$

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

Для постоянного тока:

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

где q – заряд, проходящий за время t через поперечное сечение проводника.

В Международной системе единиц СИ сила тока измеряется в амперах (А). 1 А – это ток, при котором за единицу времени 1 с через поперечное сечение проводника проходит заряд 1 Кл.

В качестве характеристики, задающей распределение силы тока по поперечному сечению проводника служит вектор плотности тока \vec{j} , ориентированный по направлению тока в разных точках рассматриваемой поверхности. Направление вектора \vec{j} совпадает с направлением упорядоченного движения положительных зарядов.

Плотностью электрического тока называется вектор \vec{j} , совпадающий с направлением электрического тока в рассматриваемой точке и численно равный отношению силы тока dI сквозь малый элемент поверхности, перпендикулярной направлению тока, к площади dS_{\perp} этого элемента:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (2.2)$$

Плотность тока является дифференциальной характеристикой тока. Модуль j численно равен заряду, который проходит за единицу времени через единичную площадку, расположенную в данной точке перпендикулярно направлению движения носителей тока.

Сила тока через произвольную поверхность определяется как поток вектора плотности тока (рис. 17):

$$I = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S},$$

где $d\vec{S} = \vec{n} dS$ (\vec{n} – единичный вектор нормали к площадке dS).

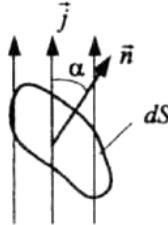


Рис. 17. К определению потока вектора плотности тока \vec{j} через произвольную поверхность S

Для постоянного тока I , текущего перпендикулярно сечению S проводника, плотность тока выражается как

$$j = \frac{I}{S}.$$

Если за время dt через поперечное сечение S проводника переносится заряд $dq = enuSdt$ (e , n , u – соответственно заряд, концентрация и средняя скорость упорядоченного движения положительных зарядов), то сила тока $I = \frac{dq}{dt} = enuS$, а плотность тока $\vec{j} = en\vec{u}$.

2.2. Электродвижущая сила. Напряжение. Закон Ома

Постоянный электрический ток может быть создан только в **замкнутой цепи**, в которой свободные носители заряда циркулируют по замкнутым траекториям. *Для существования постоянного тока необходимо наличие в замкнутой цепи устройства, способного создавать и поддерживать разность потенциалов на участках цепи за счет работы сил неэлектростатического происхождения.* Такие устройства называются **источниками постоянного тока**. Силы неэлектростатического происхождения, действующие на свободные носители заряда со стороны источников тока, называются **сторонними силами**.

Природа сторонних сил может быть различной: в гальванических элементах они возникают за счет энергии химических реакций между электродами и электролитами; в генераторе – за счет механической энергии вращения ротора генератора; в солнечных батареях – за счет энергии фотонов и т. п. Они могут быть обусловлены химической и физической неоднородностью проводников – таковы силы, возникающие при соприкосновении разнородных проводников (гальванические элементы, аккумуляторы) или проводников различной температуры (термопары) и т. д. Сторонние силы действуют на носители тока внутри источников электрической энергии.

Под действием сторонних сил электрические заряды движутся внутри источника тока *против* сил электростатического поля, соответственно в остальных точках цепи заряды движутся под действием электрических сил, и, таким образом, существует непрерывное направленное движение зарядов во всей замкнутой цепи, или постоянный электрический ток.

Сторонние силы можно характеризовать работой, которую они совершают над носителями тока.

Физическая величина, равная отношению работы сторонних сил $A^{\text{стор}}$ при перемещении положительного заряда q по замкнутой электрической цепи или ее участку к величине этого заряда, называется **электродвижущей силой (ЭДС)**:

$$\mathcal{E} = \frac{A^{\text{стор}}}{q}. \quad (2.3)$$

Электродвижущая сила, как и разность потенциалов, измеряется в **вольтах (В)**.

Вне источника напряженность поля сторонних сил отсутствует, т. е. равна нулю. Поэтому при перемещении положительного заряда по замкнутой цепи работу сторонних сил можно представить как интеграл по всему замкнутому контуру $A^{\text{стор}} = q \oint \vec{E}_l^{\text{стор}} dl$ ($\vec{E}_l^{\text{стор}}$ – напряженность поля сторонних сил, определяемая сторонней силой, действующей на единичный положительный заряд внутри источника). Отсюда ЭДС, действующая в замкнутой цепи – это циркуляция вектора напряженности поля сторонних сил:

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E}_l^{\text{стор}} dl. \quad (2.4)$$

Цепь постоянного тока можно разбить на определенные участки. Те участки, на которых не действуют сторонние силы (т. е. участки, не содержащие источников тока), называются **однородными** (рис. 18, а). Участки, включающие источники тока, называются **неоднородными** (рис. 18, б).

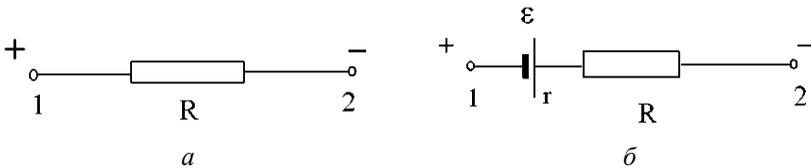


Рис. 18. Схематическое изображение однородного (а) и неоднородного (б) участков цепи

При перемещении положительного заряда по некоторому участку 1–2 цепи работу совершают как электростатические (кулоновские), так и сторонние силы:

$$A_{12} = q \int_1^2 \mathbf{r} \cdot \mathbf{r} dl + q \int_1^2 E^{\text{стор}} \cdot \mathbf{r} dl = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}. \quad (2.5)$$

Величину $U_{12} = \frac{A_{12}}{q} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}$ принято называть *напряжением*

на участке цепи 1–2. Следовательно, *напряжение на участке 1–2 – это работа электростатических (кулоновских) и сторонних сил над единичным зарядом при его перемещении по этому участку.*

В случае однородного участка напряжение равно разности потенциалов: $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$.

Немецкий физик Г. Ом в 1826 году экспериментально установил, что сила тока I , текущего по однородному металлическому проводнику (т. е. проводнику, в котором не действуют сторонние силы), пропорциональна напряжению U на концах проводника:

$I = \frac{U}{R}$, где $R = \text{const}$. Это соотношение выражает **закон Ома для**

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

Данное выражение называется законом Ома в интегральной форме, потому что связывает интегральные характеристики: силу тока и сопротивление.

Величину R принято называть **электрическим сопротивлением**. Проводник, обладающий электрическим сопротивлением, называется **резистором**.

Электрическое сопротивление проводника зависит от формы и размеров проводника, от его материала и температуры.

В простейшем случае однородного проводника сопротивление определяется как

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

где l – длина проводника, S – площадь его поперечного сечения, ρ – **удельное электрическое сопротивление** (зависит от материала проводника и его температуры).

В системе СИ единицей электрического сопротивления проводников служит Ом. Сопротивлением в 1 Ом обладает такой участок цепи, в котором при напряжении 1 В возникает ток силой 1 А.

Сопротивление r неоднородного участка на рис. 18, б можно рассматривать как *внутреннее сопротивление источника тока*. Сопротивление R резистора на неоднородном участке называют *внешним сопротивлением*.

Графическая зависимость силы тока I от напряжения U (такие графики называются *вольтамперными характеристиками*, сокращенно ВАХ) изображается прямой линией, проходящей через начало координат. Следует отметить, что у металлических проводников при достаточно больших токах наблюдается отклонение от линейной зависимости между током и напряжением, т. е. нарушение закона Ома. Это обусловлено тем, что электрическое сопротивление металлических проводников растет с ростом температуры, что и сказывается при разогреве проводника протекающим током.

Закон Ома для неоднородного участка цепи, содержащего ЭДС, или обобщенный закон Ома, записывается в следующей форме:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R + r}, \quad (2.6)$$

где \mathcal{E}_{12} – ЭДС, действующая на участке 1–2; $\varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов, приложенная на концах участка цепи; $R + r$ – суммарное сопротивление всего участка цепи, включая внутреннее сопротивление r источников ЭДС.

Положив в обобщенном законе Ома (формула (2.6)) $\mathcal{E}_{12} = 0$ (соответственно $r = 0$), получим закон Ома для однородного участка цепи:

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

На рис. 19 изображена замкнутая цепь постоянного тока. Поскольку для замкнутой цепи $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, из обобщенного закона Ома получим *выражение закона Ома для замкнутой цепи*:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (2.7)$$

где I – сила тока в замкнутой цепи, \mathcal{E} – ЭДС источника тока, r – внутреннее сопротивление источника тока, R – внешнее сопротивление.

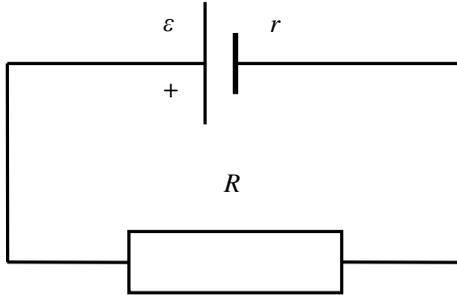


Рис. 19. Схематическое изображение замкнутой цепи постоянного тока

Закон Ома для замкнутой цепи (формула (2.7)): *сила тока в замкнутой цепи равна электродвижущей силе источника, деленной на сумму сопротивлений однородного и неоднородного участков, составляющих замкнутую цепь.*

Из закона Ома для замкнутой цепи следует, что при данном источнике ток зависит от сопротивления R внешней цепи.

Если сопротивление внешнего участка цепи мало по сравнению с внутренним сопротивлением источника $R \ll r$, т. е. $R \rightarrow 0$, то в цепи потечет **ток короткого замыкания** $I_{\text{кз}} = \frac{\mathcal{E}}{r}$. При $R \rightarrow \infty$ цепь разомкнута и ток отсутствует.

Сила тока короткого замыкания – максимальная сила тока, которую можно получить от данного источника с электродвижущей силой \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r . У источников с малым внутренним сопротивлением ток короткого замыкания может быть очень велик и вызывать разрушение электрической цепи или источника. Например, у свинцовых аккумуляторов, используемых в автомобилях, сила тока короткого замыкания может составлять несколько сотен ампер. Особенно опасны короткие замыкания в осветительных сетях, питаемых от подстанций (тысячи ампер). Чтобы избежать разрушительного действия таких больших токов, в цепь включаются предохранители или специальные автоматы защиты сетей.

В ряде случаев для предотвращения опасных значений силы тока короткого замыкания к источнику подсоединяется некоторое внешнее дополнительное сопротивление. Тогда сопротивление r равно сумме внутреннего сопротивления источника и дополнительного сопротивления.

Если внешняя цепь разомкнута, разность потенциалов на полюсах разомкнутой батареи равна ее ЭДС.

В зависимости от соотношения между величинами сопротивления внешней нагрузки и внутреннего сопротивления источник тока может работать в режиме генератора напряжения (внутреннее сопротивление мало по сравнению с сопротивлением нагрузки) и режиме генератора тока (внутреннее сопротивление велико по сравнению с сопротивлением нагрузки).

Для измерения напряжений и токов в электрических цепях постоянного тока используются специальные приборы – вольтметры и амперметры (рис. 20).

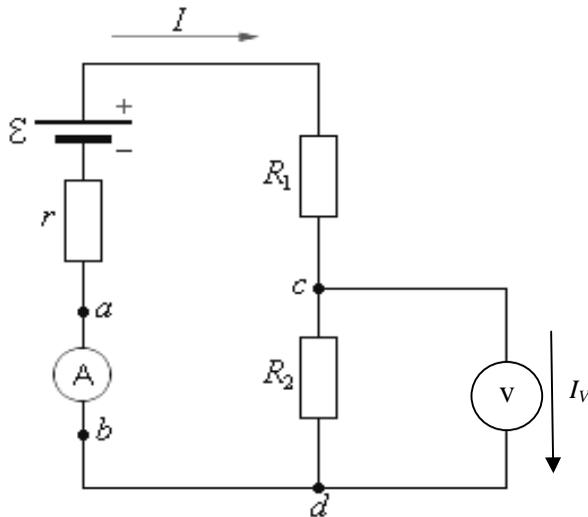


Рис. 20. Схема включения вольтметра и амперметра

Вольтметр предназначен для измерения разности потенциалов между различными точками электрической цепи. Он *подключается параллельно участку цепи, на котором производится измерение разности потенциалов*. Если участок цепи, к которому подключен

вольтметр, является однородным, то измеренная вольтметром разность потенциалов на концах этого участка численно равна напряжению на этом участке.

Любой вольтметр обладает некоторым внутренним сопротивлением R_V .

Для того чтобы вольтметр не вносил заметного перераспределения токов при подключении к измеряемой цепи, его внутреннее сопротивление R_V должно быть велико по сравнению с сопротивлением того участка цепи, к которому он подключен. Для цепи, изображенной на рис. 20, это условие записывается в виде $R_V \gg R_2$.

Это условие означает, что сила тока $I_V = \frac{\Delta\varphi_{cd}}{R_V}$, протекающего через

вольтметр, намного меньше силы тока $I = \frac{\Delta\varphi_{cd}}{R_2}$, который протекает

по измеряемому участку цепи, то есть по резистору R_2 .

Амперметр предназначен для измерения силы тока в цепи. Амперметр включается последовательно в разрыв электрической цепи (рис. 20), чтобы через него проходил весь измеряемый ток. Амперметр также обладает некоторым внутренним сопротивлением R_A . В отличие от вольтметра, внутреннее сопротивление амперметра должно быть достаточно малым по сравнению с полным сопротивлением всей цепи. Для цепи на рисунке сопротивление амперметра должно удовлетворять условию $R_A \ll (r + R_1 + R_2)$, чтобы при включении амперметра изменение исходной силы тока в цепи было минимальным.

2.3. Закон Джоуля-Ленца

При протекании тока по однородному участку цепи за время Δt через поперечное сечение проводника пройдет заряд $\Delta q = I\Delta t$. На данном однородном участке будет совершена работа:

$$A = (\varphi_1 - \varphi_2)\Delta q = \Delta\varphi_{12}I\Delta t = UI\Delta t,$$

где $U = \Delta\varphi_{12}$ – напряжение. Эту работу называют **работой электрического тока**. Используя закон Ома $U = IR$ для однородного участка

цепи с сопротивлением R , можно получить: $A = UI\Delta t = I^2 R\Delta t = \frac{U^2}{R} \Delta t$.

Работа A , совершаемая за время Δt электрическим током I , протекающим по неподвижному проводнику с сопротивлением R , преобразуется в количество теплоты Q_R , выделяющееся на проводнике за время Δt : $Q_R = A$.

Английский физик Д. Джоуль в 1841 г. и независимо от него русский физик Э. Х. Ленц в 1842 г. экспериментально обнаружили, что количество теплоты Q_R , выделяющееся в проводнике, пропорционально его сопротивлению R , квадрату силы тока I и времени его протекания Δt :

$$Q_R = I^2 R \Delta t = IU \Delta t .$$

Это утверждение называется *законом Джоуля-Ленца*.

Мощность электрического тока равна отношению работы тока ΔA к интервалу времени Δt , за которое эта работа была совершена:

$$P = \frac{A}{\Delta t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} .$$

Работа электрического тока в СИ выражается в *джоулях* (Дж), мощность – в *ваттах* (Вт).

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из источника постоянного тока с электродвижущей силой \mathcal{E} , обладающего внутренним сопротивлением r , и внешнего однородного участка с сопротивлением R (рис. 19). Закон Ома для полной цепи запишем в виде $(R + r)I = \mathcal{E}$. Умножив обе части этой формулы на $\Delta q = I\Delta t$, мы получим соотношение, выражающее закон сохранения энергии для полной цепи постоянного тока:

$$RI^2\Delta t + rI^2\Delta t = \mathcal{E}I\Delta t = A^{\text{стоп}} . \quad (2.8)$$

Первый член в левой части $Q_R = RI^2\Delta t$ – тепло, выделяющееся на внешнем участке цепи сопротивлением R за время Δt , второй

член $Q_r = rI^2\Delta t$ – тепло, выделяющееся внутри источника тока за то же время. Выражение ϵIdt равно работе сторонних сил $A^{\text{стоп}}$, действующих внутри источника, за время Δt .

При протекании электрического тока по замкнутой цепи работа сторонних сил $A^{\text{стоп}}$ преобразуется в количество теплоты, выделяющееся во внешней цепи (Q_R), а также и внутри источника (Q_r):
 $Q_R + Q_r = A^{\text{стоп}} = \epsilon I \Delta t$.

Следует обратить внимание, что в это соотношение не входит работа электрического поля. При протекании тока по замкнутой цепи электрическое поле работы не совершает, поэтому **тепло производится работой только одних сторонних сил**, действующих внутри источника.

Внешняя цепь может представлять собой не только проводник с сопротивлением R , но и какое-либо устройство, потребляющее мощность, например, электродвигатель постоянного тока. В этом случае под R нужно понимать **эквивалентное сопротивление нагрузки**. Энергия, выделяемая во внешней цепи, может частично или полностью преобразовываться не только в тепло, но и в другие виды энергии, например, в механическую работу, совершаемую электродвигателем. Поэтому вопрос об использовании энергии источника тока имеет большое практическое значение.

2.4. Зависимости напряжения на зажимах источника, полезной мощности и КПД источника от величины внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи

Рассмотрим замкнутую цепь, изображенную на рис. 19, и теоретически проанализируем зависимости напряжения на зажимах источника U , полезной мощности P_R и КПД источника η от величины внешнего сопротивления R и силы тока I в цепи.

1. *Зависимость напряжения U на зажимах источника от силы тока I и внешнего сопротивления R в замкнутой цепи.*

Напряжение на зажимах источника равно напряжению, приложенному к концам внешнего сопротивления R . Поэтому, на основании закона Ома для участка цепи, не содержащего ЭДС, можем записать, что $U = IR$.

Так как сила тока в данной замкнутой цепи, в соответствии с законом Ома (формула (2.7)), определяется выражением $I = \varepsilon / (R + r)$, то напряжение на клеммах источника равно:

$$U = IR = \frac{\varepsilon R}{R + r} = \varepsilon - Ir. \quad (2.9)$$

Из последнего выражения видно, что *напряжение* $U = f(I)$ *линейно убывает при увеличении силы тока от значения* $U = \varepsilon$ *(при* $I = 0$) *до нуля (при токе короткого замыкания* $I_{кз} = \varepsilon / r$ *(рис. 21, а)).*

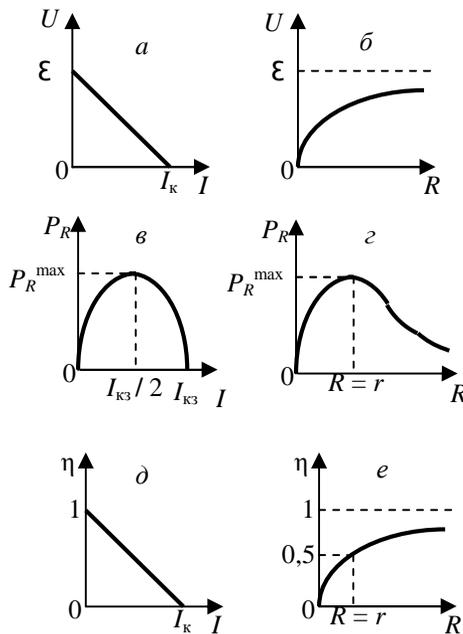


Рис. 21. Графики зависимости напряжения (U) на зажимах источника, полезной мощности (P) и КПД (η) источника от силы тока (I) и величины внешнего сопротивления (R) в замкнутой цепи

Для исследования зависимости U от R разделим числитель и знаменатель правой части выражения (2.9) на R :

$$U = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{r}{R}}. \quad (2.10)$$

Отсюда видно, что, считая величины $\mathcal{E} = const$ и $r = const$, при $R \rightarrow 0$ напряжение на клеммах источника $U \rightarrow 0$, а при $R \rightarrow \infty$ напряжение на клеммах $U \rightarrow \mathcal{E}$ (рис. 21, б).

Таким образом, для источника тока с ЭДС, равной \mathcal{E} , и внутренним сопротивлением r в замкнутой цепи при изменении внешнего сопротивления R от нуля до бесконечности, напряжение на зажимах источника будет меняться от нуля до максимального значения, равного ЭДС источника тока.

2. *Зависимость полезной мощности от силы тока I и внешнего сопротивления R в замкнутой цепи.*

Полная мощность источника $P_{ист}$, т. е. работа $A^{стоп} = \mathcal{E}I\Delta t$ (см. формулу (2.8)), совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна:

$$P_{ист} = \frac{A^{стоп}}{\Delta t} = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r}. \quad (2.11)$$

Из закона Ома для замкнутой цепи следует:

$$IR + Ir = \mathcal{E}. \quad (2.12)$$

Умножив обе части уравнения (2.12) на величину силы тока в замкнутой цепи I , получим:

$$I^2R + I^2r = \mathcal{E}I, \quad (2.13)$$

или

$$P_R + P_r = P_{ист}, \quad (2.14)$$

где $P_R = I^2R$ – полезная мощность, выделяемая во внешней цепи (в резисторе R); $P_r = I^2r$ – мощность, выделяемая в источнике.

Отсюда следует, что *зависимость полезной мощности от тока в цепи* имеет вид:

$$P_R(I) = \mathcal{E}I - rI^2.$$

График функции $P_R(I)$ представляет собой параболу, ветви которой направлены вниз, и должны проходить через точки, которым соответствуют значения силы тока в цепи $I_0 = 0$ и $I_2 = I_{кз} = \mathcal{E} / r$, при которых $P_R(I) = 0$ (рис. 21, в). Т. е. *полезная мощность равна нулю как при отсутствии тока (разомкнутая цепь), так и при коротком замыкании, когда вся развиваемая источником мощность $P_{ист}$ выделяется в виде теплоты на его внутреннем сопротивлении.*

Для получения функции зависимости полезной мощности от внешнего сопротивления $P_R(R)$ преобразуем выражение (2.13), записав его в виде

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

и подставим в него значение силы тока I из закона Ома для замкнутой цепи (2.7). В результате получим выражение для полезной мощности P_R :

$$P_R = I^2 R = \frac{\mathcal{E}IR}{R+r} = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}. \quad (2.15)$$

Максимальное значение полезной мощности, выделяемой во внешней цепи, можно найти, исследовав на максимум функцию:

$$P_R(I) = \mathcal{E}I - rI^2.$$

$$\frac{dP_R}{dI} = \frac{d}{dI} (\mathcal{E}I - rI^2) = \mathcal{E} - 2rI = 0.$$

Отсюда следует, что при силе тока

$$I = \frac{\mathcal{E}}{2R} \quad (2.16)$$

во внешней цепи выделяется максимальная мощность. Сравнив выражения (2.7) и (2.16) для силы тока в замкнутой цепи, легко увидеть, что такой ток будет протекать в замкнутой цепи при $R = r$, т. е. когда сопротивление внешней цепи будет равно внутреннему сопротивлению источника. В этом случае во внешней цепи будет выделяться, в соответствии с формулой (2.15), максимальная полезная мощность

$$P_R^{\max} = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{4r}. \quad (2.17)$$

Аналогичный результат можно получить, исследовав на максимум зависимость $P_R(R) = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}$:

$$\frac{dP_R}{dR} = \frac{d}{dR} \left(\frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2} \right) = \frac{\mathcal{E}^2 \left[\left(R^2 + 2rR + r^2 \right) - 2R(R+r) \right]}{(R+r)^4} = \frac{\mathcal{E}^2 (r^2 - R^2)}{(R+r)^4} = \frac{\mathcal{E}^2 (r-R)}{(R+r)^3} = 0.$$

Из последней формулы также следует, что функция $P_R(R)$ при $R = r$ достигает максимального значения, равного (рис. 21, з):

$$P_R^{\max} = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{4r}.$$

Анализируя зависимость $P_R = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}$, легко заметить, что при $R = 0$ (короткое замыкание) $P_R = 0$. В этом случае вся вырабатываемая источником мощность $P_{\text{ист}}$, выделяется внутри источника, что может привести к его перегреву и разрушению. Если же сопротивление внешней цепи будет стремиться к бесконечности, то мощность $P_R(R)$ после прохождения максимума при $R = r$ начинает уменьшаться и стремится к нулю при $R \rightarrow \infty$.

3. Зависимость коэффициента полезного действия источника тока от силы тока I в цепи и внешнего сопротивления R .

Коэффициентом полезного действия (КПД) источника тока η называется отношение полезной мощности к полной мощности,

вырабатываемой источником: $\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}}$.

С учетом формулы (2.15) получим зависимость $\eta(I)$:

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{\mathcal{E}I - rI^2}{\mathcal{E}I} = 1 - \frac{rI}{\mathcal{E}}. \quad (2.18)$$

Отсюда видно, что с увеличением силы тока в замкнутой цепи от $I=0$ до $I = I_{\text{кз}} = \frac{\mathcal{E}}{r}$ КПД $\eta(I)$ линейно уменьшается от 1 до 0 (рис. 21, δ). С другой стороны, в соответствии с формулой (2.13), можем записать зависимость $\eta(I)$ следующим образом:

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{I^2 R}{I^2 R + I^2 r} = \frac{R}{R + r}. \quad (2.19)$$

Из выражения (2.19) следует, что при $R=0$ КПД источника тока $\eta = 0$. При $R \rightarrow \infty$, как следует из выражения

$$\frac{1}{\eta} = \frac{P_{\text{ист}}}{P_R} = \frac{R + r}{R} = 1 + \frac{r}{R},$$

$\frac{1}{\eta}(R)$ асимптотически приближается к 1. Тогда и $\eta(R) \rightarrow 1$ при

$R \rightarrow \infty$ (рис. 21, e). В частности, при $R = r$ (см. формулу (2.19)), когда во внешней цепи выделяется максимальная полезная мощность, КПД источника тока $\eta = 0,5$. Предпочтительнее работать при значениях КПД $\eta > 0,5$, т. е. при сопротивлении внешней цепи $R > r$.

Однако при этом полезная мощность $P_R < P_R^{\text{max}}$.

КПД источника также можно определить, зная ЭДС источника и напряжение на его клеммах:

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{I^2 R}{\mathcal{E}I} = \frac{IR}{\mathcal{E}} = \frac{U}{\mathcal{E}}. \quad (2.20)$$

Лабораторная работа 2.3

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ ИСТОЧНИКА ТОКА

Цель работы: экспериментально определить ЭДС неизвестного источника тока с помощью компенсационного метода.

Описание методики измерений и лабораторной установки

На рис. 22, *a* представлена схема электрической цепи, которая содержит источник ЭДС и реохорд ab – тонкую длинную однородную проволоку, по которой может скользить подвижный контакт c . Сопротивление всего реохорда R . ЭДС источника ε и его внутреннее сопротивление r . По реохорду течет ток

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

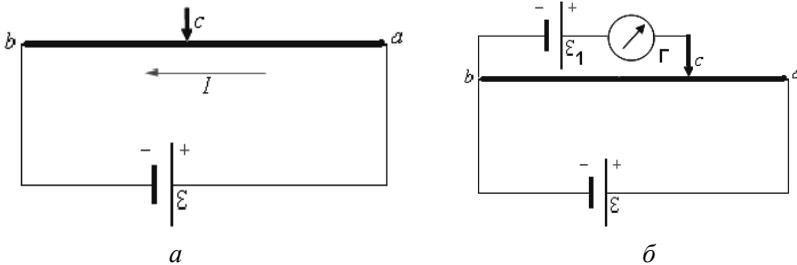


Рис. 22. К описанию компенсационного метода

Падение напряжения между точками bc $U_{bc} = IR_{bc}$, где R_{bc} – сопротивление участка bc . Дополним схему, изображенную на рис. 22, *a* гальваническим элементом с ЭДС $\varepsilon_1 < \varepsilon$ и нульгальванометром Γ (рис. 22, *б*), прибором, предназначенным для обнаружения и измерения малых электрических токов. Участок цепи $b\varepsilon_1cb$ можно представить как два источника, соединенные параллельно. ЭДС одного источника равна ε_1 , а второго $U_{bc} = IR_{bc}$ – падению

напряжения между точками b и c . Если $\epsilon_1 < U_{bc}$, ток потечет от c к b через источник ϵ_1 и стрелка нульгальванометра отклонится в одну сторону. Если же $\epsilon_1 > U_{bc}$, ток потечет от b к c и стрелка нульгальванометра отклонится в другую сторону.

Поскольку $U_{bc} = IR_{bc}$, то, перемещая подвижный контакт, можно найти точку C такую, что $\epsilon_1 = U_{bc}$, и ток на участке $b\epsilon_1c$ (через нульгальванометр) будет равен нулю. В этом случае ЭДС элемента компенсируется падением напряжения U_{bc} , т. е. $\epsilon_1 = U_{bc} = IR_1 = \frac{\mathcal{E}}{R+r}R_1$, где R_1 – сопротивление участка реохорда bc при условии компенсации. Если вместо ϵ_1 включить другой элемент с ЭДС $\epsilon_2 < \mathcal{E}$, рассуждая аналогично, получим $\epsilon_2 = \frac{\mathcal{E}}{R+r}R_2$. Тогда

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho \frac{l_1}{S}}{\rho \frac{l_2}{S}} = \frac{l_1}{l_2}.$$

Здесь l_1 и l_2 – длины участков реохорда, соответствующие сопротивлениям R_1 и R_2 .

Используя вместо элемента ϵ_2 нормальный элемент Вестона, ЭДС которого известна и равна ϵ_0 , можно из последнего равенства определить ЭДС неизвестного элемента ϵ_x , а именно

$$\epsilon_x = \epsilon_0 \frac{l_x}{l_0}, \quad (2.21)$$

где l_x – длина участка реохорда bc , на котором падение напряжения компенсирует ЭДС неизвестного источника тока, l_0 – длина участка bc , на котором падение напряжения компенсирует ЭДС ϵ_0 известного источника тока нормального элемента Вестона.

Принципиальная схема лабораторной установки изображена на рис. 23. На рис. 24 представлен ее общий вид.

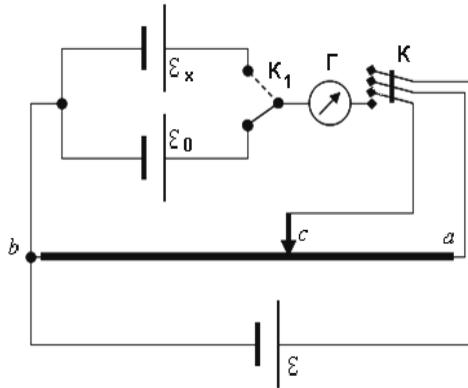


Рис. 23. Принципиальная схема лабораторной установки:
 ε_0 – элемент Вестона; ε_x – исследуемый элемент; ε – источник постоянного тока;
 Γ – нульгальванометр; K_1 – ключ; K – двойной ключ; ab – реохорд

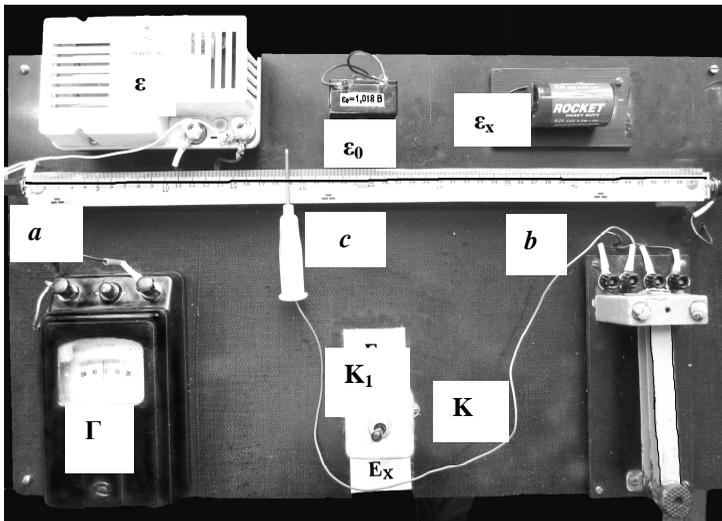


Рис. 24. Общий вид лабораторной установки:
 ε_0 – элемент Вестона; ε_x – исследуемый элемент; ε – источник постоянного тока;
 Γ – нульгальванометр; K_1 – ключ; K – двойной ключ; ab – реохорд;
 c – подвижный контакт

Двойной ключ должен срабатывать так, чтобы контакт K_1 замыкался раньше контакта K . Если подвижный контакт передвигать

по реохорду, можно найти такое его положение, при котором при замыкании двойного ключа ток в нульгальванометре не возникнет.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки (рис. 23), проверьте правильность ее сборки (рис. 24).

2. Ключ K_1 поставьте в нейтральное положение.

3. Включите в сеть источник постоянного тока ϵ .

4. Ключом K_1 включите в цепь элемент ϵ_x . Замыкая на очень короткое время ключ K и перемещая подвижный контакт c , добейтесь отсутствия тока через гальванометр. По этому положению контакта определите длину участка l_x реохорда (длина bc), на котором падение напряжения компенсирует неизвестную ЭДС. Полученное значение l_x запишите в таблицу.

5. Ключом K_1 включите в цепь элемент ϵ_0 . Замыкая на очень короткое время ключ K и перемещая подвижный контакт c , добейтесь отсутствия тока через гальванометр. Определите длину участка l_0 реохорда (длина bc) на котором падение напряжения компенсирует известную ЭДС нормального элемента Вестона. Полученное значение l_0 запишите в таблицу.

6. Повторите измерения (п.п. 4–5) 5 раз и занесите данные в табл. 1.

Таблица

№ измерения	l_x , мм	l_0 , мм	ϵ_x , В	$\langle \epsilon_x \rangle$, В	$\Delta \epsilon_x$, В	$\langle \Delta \epsilon_x \rangle$, В	$\delta \epsilon_x$
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							

7. Вычислите значения ЭДС для пяти измерений по формуле:

$$\epsilon_x = \epsilon_0 \frac{l_x}{l_0}.$$

Занесите результаты в таблицу.

8. Рассчитайте среднее значение ЭДС по формуле:

$$\langle \mathcal{E}_x \rangle = \frac{\sum \mathcal{E}_{xi}}{5},$$

где $i = 1, 2, 3, 4, 5$.

9. Оцените абсолютную погрешность определения величины ЭДС при каждом измерении:

$$\Delta \mathcal{E}_{xi} = \left| \langle \mathcal{E}_{xi} \rangle - \mathcal{E}_{xi} \right|,$$

где $i = 1, 2, 3, 4, 5$.

10. Вычислите среднюю абсолютную погрешность определения неизвестной величины ЭДС по формуле:

$$\langle \Delta \mathcal{E}_x \rangle = \frac{\sum \mathcal{E}_{xi}}{5}.$$

11. Рассчитайте относительную погрешность определения величины неизвестной ЭДС по формуле:

$$\delta \mathcal{E}_x = \frac{\langle \Delta \mathcal{E}_x \rangle}{\langle \mathcal{E}_x \rangle}.$$

12. Запишите вывод по выполненной лабораторной работе.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Что понимают под электрическим током?
2. Дайте определение силы тока. В каких единицах она измеряется?

3. Что называется плотностью электрического тока?
4. Какие условия необходимы для возникновения и поддержания тока в электрической цепи?
5. Что называют сторонними силами? Какова их природа?
6. Что называется электродвижущей силой (ЭДС)?
7. Что такое источник тока? Какова его роль в электрической цепи?
8. Запишите закон Ома в интегральной форме для замкнутой цепи.
9. Какова связь ЭДС, действующей в замкнутой цепи, с вектором напряженности поля сторонних сил?
10. Совершает ли работу электрическое поле при протекании тока по замкнутой цепи?

II уровень

11. Для чего в работе используется нормальный элемент Вестона?
12. Почему метод измерения ЭДС называется компенсационным? В чем физическая сущность метода?
13. Почему при измерении ЭДС компенсационным методом используется двойной ключ?

Лабораторная работа 2.4

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ НАПРЯЖЕНИЯ, МОЩНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ИСТОЧНИКА ТОКА ОТ ВНЕШНЕГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И СИЛЫ ТОКА

Цель работы: экспериментально изучить зависимости напряжения на зажимах источника, полезной мощности и КПД источника тока от внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи.

Описание методики измерений и лабораторной установки

В данной работе экспериментально проверим графики зависимости напряжения на зажимах источника, полезной мощности и КПД источника тока от внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи, представленные на рис. 21. Используем лабораторную установку, принципиальная схема и общий вид которой представлены на рис. 25.

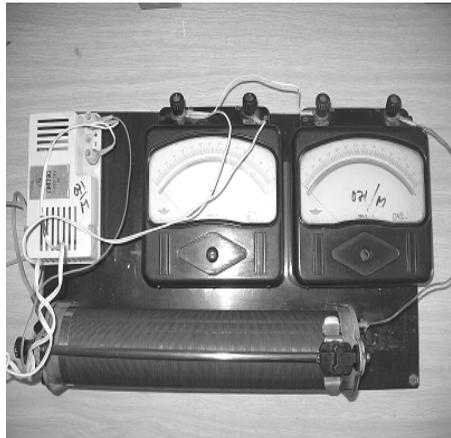
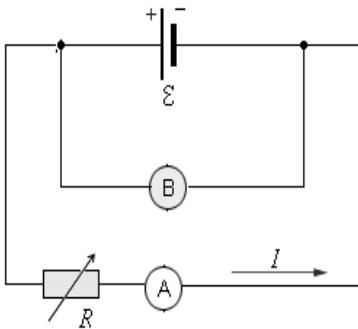


Рис. 25. Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки:
 ε – источник постоянного тока; В – вольтметр; А – амперметр; R – реостат

В замкнутой цепи (рис. 25), содержащей ЭДС ε , сила тока определяется выражением

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r},$$

где R – сопротивление внешней части цепи (нагрузки), r – внутреннее сопротивление источника тока. При изменении внешнего сопротивления R от нуля до бесконечности напряжение на зажимах источника будет меняться от нуля до максимального значения, равного ЭДС источника.

Полная мощность источника, т. е. работа, совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна сумме мощностей, выделяющихся на внешнем R и внутреннем r сопротивлениях, и определяется по формуле:

$$P_{\text{ист}} = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r}.$$

Полезная мощность (мощность, которая выделяется на внешнем сопротивлении (нагрузке)), определяется по формуле:

$$P_R = I^2 R = UI.$$

Коэффициент полезного действия источника тока всегда меньше единицы, так как внутреннее сопротивление всегда отличается от нуля.

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{I^2 R}{I^2 R + I^2 r} = \frac{R}{R + r}.$$

Ток в цепи может изменяться в пределах от $I = 0$ (при $R = \infty$) до $I = I_{\text{кз}} = \frac{\mathcal{E}}{r}$ (при $R = 0$).

Мощность, которая выделяется во внешней цепи, достигает максимального значения, когда сопротивление внешней цепи R равно внутреннему сопротивлению источника тока r $\left(P_R^{\text{max}} = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R + r)^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{4r} \right)$.

При изменении внешнего сопротивления R от бесконечности (цепь

разомкнута) до нуля (короткое замыкание) полезная мощность сначала возрастает, потом уменьшается. Полная мощность при этом возрастает от нуля до максимального значения.

КПД источника равен нулю при внешнем сопротивлении $R = 0$, принимает значение 0,5 (50 %) при $R = r$ и стремится к единице (100 %) при неограниченном увеличении внешнего сопротивления (при $R \rightarrow \infty$).

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с лабораторной установкой и ее принципиальной схемой (рис. 25).

2. Определите цену деления вольтметра и амперметра.

3. Включите в сеть источник постоянного тока ϵ . Если он регулируемый, установите напряжение по указанию преподавателя.

4. Установите путем перемещения ползунка реостата указанную преподавателем величину тока в замкнутой цепи.

5. Изменяйте сопротивление реостата (не менее 15-ти различных положений ползунка) в соответствии с рекомендациями преподавателя, записывая при этом показания амперметра и вольтметра в табл. 1.

6. Закончив измерения, рассчитайте соответствующие значения сопротивления внешней цепи $R = \frac{U}{I}$ и полезной мощности $P_R = UI$ и занесите все результаты в табл. 1.

Таблица 1

№ измерения	U , В	I , А	R , Ом	P_R , Вт	η
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
6.					
...					
15.					

7. Выберите из таблицы две пары значений тока и напряжения (U_1, I_1) и (U_2, I_2) , существенно отличающихся друг от друга (например, для номера измерений № 3 (U_1, I_1) и № 10 (U_2, I_2)), и определите внутреннее сопротивление r и ЭДС \mathcal{E} источника, решив систему уравнений:

$$\begin{cases} U_1 = \mathcal{E} - I_1 r ; \\ U_2 = \mathcal{E} - I_2 r . \end{cases}$$

8. Повторив аналогичные расчеты для других номеров измерений, например, (№ 4 и № 11) и (№ 5 и № 12), определите средние значения внутреннего сопротивления $\langle r \rangle$ и ЭДС источника $\langle \mathcal{E} \rangle$. Полученные расчетные значения $\langle r \rangle$ и $\langle \mathcal{E} \rangle$ занесите в табл. 2.

Таблица 2

Расчетные значения				Графически определенные значения				
$\langle r \rangle$, Ом	$\langle \mathcal{E} \rangle$, В	$I_{кз}$, А	P_R^{\max} , Вт	\mathcal{E} , В по $U(I)$	$I_{кз}$, А по $U(I)$	P_R^{\max} , Вт по $P_R(I)$	r , Ом по $P_R(R)$	r , Ом по $h(R)$

9. Рассчитайте величину тока короткого замыкания $I_{кз} = \frac{\langle \mathcal{E} \rangle}{\langle r \rangle}$ и занесите в табл. 2. Рассчитайте максимальную величину полезной мощности $P_R^{\max} = \frac{\langle \mathcal{E} \rangle^2}{4\langle r \rangle}$ и занесите в табл. 2.

10. Рассчитайте значения КПД источника для каждого измерения по формуле $\eta = \frac{R}{R + \langle r \rangle}$ и занесите результаты расчетов в табл. 2.

По полученным данным, постройте графики зависимостей:

- напряжения от силы тока $U(I)$;
- полезной мощности от силы тока $P_R(I)$;
- КПД от силы тока $h(I)$;
- напряжения от сопротивления $U(R)$;

– полезной мощности от сопротивления $P_R(R)$;

– КПД от сопротивления $h(R)$.

Определите по графику зависимости $U(I)$ значения ЭДС источника ε и тока короткого замыкания $I_{кз}$ и занесите в табл. 2.

11. Определите по графику зависимости $P_R(I)$ величину P_R^{\max} и занесите в табл. 2.

12. Определите по графикам зависимостей $P_R(R)$ и $\eta(R)$ значения внутреннего сопротивления источника r и занесите в табл. 2.

13. Сравните представленные в табл. 2 расчетные и графически определенные значения величин r , ε , $I_{кз}$ и P_R^{\max} между собой соответственно.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Дайте определение силы тока, плотности тока.
2. Каково направление вектора плотности тока?
3. Что называется электродвижущей силой (ЭДС) цепи или участка цепи?
4. Что называется напряжением на участке цепи? Запишите формулу, связывающую напряжение, разность потенциалов и ЭДС на участке цепи.
5. Какими приборами измеряют ток и напряжение на участке цепи? Как их подсоединяют к участку цепи, чтобы измерить напряжение и силу тока на участке цепи? Как рассчитать цену деления измерительного прибора?
6. Как зависит сопротивление проводника от его длины, площади, поперечного сечения и материала?
7. Сформулируйте и запишите формулу закона Ома в интегральной форме для однородного участка цепи; для неоднородного участка цепи (обобщенный закон Ома); изобразите схему этого участка.
8. Сформулируйте и запишите формулу закона Ома для полной цепи.
9. Что такое ток короткого замыкания и как определить его величину?

10. Как избежать разрушительного действия тока короткого замыкания?
11. Сформулируйте и запишите формулу закона Джоуля-Ленца.
12. Работа каких сил численно равна выделившемуся в замкнутой цепи количеству теплоты?
13. По каким формулам можно рассчитать количество теплоты и мощность, выделяемые во внешнем участке замкнутой цепи и в источнике?
14. При каком условии КПД источника тока достигает максимального значения?
15. Что называется полезной мощностью?
16. При каком условии полезная мощность максимальна?
17. Запишите формулу для полной мощности источника тока.
18. Почему всегда КПД меньше единицы?

II уровень

19. Получите выражение для КПД электрической цепи.
20. При каком внешнем сопротивлении можно получить максимальную полезную мощность, если известно внутреннее сопротивление источника тока? Как это доказать?
21. Чему равен КПД источника тока, если во внешней цепи выделяется максимально возможная полезная мощность?

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В МЕТАЛЛАХ И ЭЛЕКТРОЛИТАХ

3.1. Электропроводность металлов

3.1.1. Природа электрического сопротивления металлов

В твердом состоянии металл представляет собой систему, состоящую из кристаллической решетки, в узлах которой находятся положительно заряженные ионы, и свободных электронов, хаотически движущихся между узлами решетки. Концентрация электронов в металле очень велика (порядка 10^{29} м^{-3}) и не зависит от температуры и других внешних условий. Ионы образуют жесткую основу кристаллической решетки, совершая лишь небольшие колебания около своих положений равновесия. Опытным путем установлено, что при протекании тока по металлическому проводнику ионы металла не принимают участия в переносе электрического заряда.

Электрический ток в металлах – это упорядоченное движение электронов под действием электрического поля.

В отсутствие внешнего электрического поля электроны в металле находятся в беспорядочном тепловом движении – каждый электрон описывает сложную траекторию, подобную траектории частицы газа при броуновском движении (рис. 26). Вследствие хаотичности движения суммарный заряд, который переносят электроны в металле в любом направлении, равен нулю.

При наложении внешнего электрического поля электроны получают дополнительное ускорение в направлении, противоположном направлению поля. Количество электронов, движущихся противоположно полю, превосходит количество электронов, движущихся в направлении поля, что приводит к переносу электрического заряда. Таким образом, при наложении внешнего электрического поля электроны начинают двигаться направленно – возникает электрический ток.

Данное качественное описание движения электронов позволяет также объяснить электрическое сопротивление металлов. В отличие от идеального газа, молекулы которого при своем хаотическом

движении сталкиваются между собой, электроны сталкиваются с ионами, совершающими тепловые колебания в узлах кристаллической решетки. Эти столкновения и обуславливают сопротивление металла электрическому току.

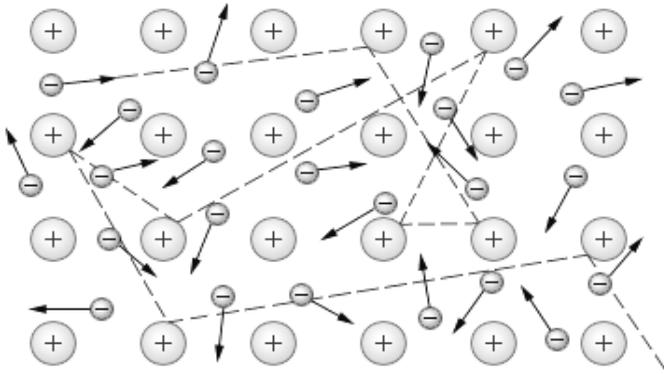


Рис. 26. Движение электронов в металле

Следовательно, *причиной электрического сопротивления металлов является столкновение электронов с положительными ионами решетки металла.*

Первой теорией проводимости металлов, описывающей поведение свободных электронов и обусловленные им свойства металлов, является **классическая электронная теория металлов**, развитая в работах Друде, Томсона, Лоренца в конце 19-го века. Согласно теории проводимости, электроны, заполняющие кристаллическую решетку металла, ведут себя как электронный газ, во многом похожий на идеальный газ. Электронный газ заполняет пространство между ионами, образующими кристаллическую решетку металла.

3.1.2. Закон Ома в классической теории электропроводности металлов

Движение электронов в металле можно охарактеризовать средней длиной свободного пробега λ , средним временем между двумя

последовательными соударениями электронов с ионами решетки τ , средней скоростью их теплового движения:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (3.1)$$

где k – постоянная Больцмана, m – масса электрона, T – температура металла.

В классической электронной теории металлов предполагается, что движение электронов подчиняется законам классической механики Ньютона.

Тогда при включении однородного электрического поля напряженностью \vec{E} , каждый свободный электрон будет двигаться в металле с ускорением, которое можно найти по второму закону Ньютона:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{e\vec{E}}{m}. \quad (3.2)$$

Благодаря этому ускорению появляется, кроме хаотического движения, направленное движение всех свободных электронов против направления напряженности поля \vec{E} . Тем самым возникает электрический ток. *Скорость направленного движения электронов \vec{u}* растет пропорционально времени до тех пор, пока в результате столкновения с ионом в узле кристаллической решетки электрон не потеряет приобретенную в электрическом поле кинетическую энергию.

Плотность электрического тока \vec{j} , возникающего в металле под действием электрического поля напряженностью \vec{E} , определяется выражением $\vec{j} = qn\vec{u}$ (см. подраздел 2.1), с учетом отрицательного знака носителей тока в данном случае

$$\vec{j} = -en\vec{u}, \quad (3.3)$$

где \vec{u} – средняя скорость упорядоченного движения электронов (*скорость дрейфа*).

Максимальное значение скорости упорядоченного движения электрона достигается за время свободного пробега τ :

$$u_{\max} = a\tau = \frac{eE}{m}\tau, \quad (3.4)$$

где $\tau = \frac{\lambda}{v'}$, а $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{u}$ — есть векторная сумма средних скоростей хаотического и упорядоченного движений, λ — средняя длина свободного пробега. Расчеты показывают, что средняя скорость хаотического движения электронов \mathbf{u} приблизительно в 10^8 раз больше скорости их упорядоченного движения \mathbf{u} . Поэтому можно считать, что $\mathbf{u}' = \mathbf{u}$. Тогда выражение (3.4) примет вид: $u_{\max} = \frac{eE\lambda}{mv}$.

Среднее значение \mathbf{u} за время свободного пробега, как и при равноускоренном движении без начальной скорости, будет равно:

$$u = \frac{1}{2}u_{\max} = \frac{eE\lambda}{2mv}. \quad (3.5)$$

Подставив u из формулы (3.5) в формулу (3.3), получим выражение для величины плотности тока:

$$j = \frac{ne^2\lambda}{2mv}E = \sigma E,$$

где σ (формула (3.6)) — *удельная электропроводность металла*:

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv}, \quad (3.6)$$

Тогда плотность тока \mathbf{j} запишется в виде:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (3.7)$$

Выражение (3.7) является *законом Ома в дифференциальной форме*.

Удельное сопротивление:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\nu}{ne^2\lambda}. \quad (3.8)$$

Таким образом, *согласно классической электронной теории металлов электрическое сопротивление обусловлено столкновениями свободных электронов с ионами кристаллической решетки, и величина удельного сопротивления выражается формулой (3.8)*.

Подставив ν (формула (3.1)) в формулу (3.8), получим *зависимость удельного сопротивления металла от температуры* $\rho(T)$: $\rho \sim \sqrt{T}$. Значит, согласно классической теории, сопротивление металлов должно возрасти пропорционально \sqrt{T} . Опытные данные показывают, что с увеличением температуры сопротивление металлов действительно увеличивается, но пропорционально первой степени абсолютной температуры, т. е. $\rho \sim T$.

Таким образом, классическая теория дает лишь качественное описание механизма увеличения сопротивления металлов с ростом температуры, однако количественное описание противоречит опытными данными.

Это несоответствие теории и опытных данных было преодолено в рамках квантовой теории металлов.

Квантовая теория твердых тел, в частности металлов, базируется на новом представлении о поведении электронов.

Согласно квантовым представлениям электроны, образующие электронный газ, обладают волновыми свойствами. Следствием этого является тот факт, что энергия и другие характеристики движения электрона в твердом теле, а значит и в металле, могут принимать лишь строго определенные значения, как говорят, квантуются. Возможные значения энергии электронов в металле образуют не непрерывный, а дискретный ряд значений. Если отметить эти возможные значения энергии электронов по шкале энергии, то полученные отметки будут называться энергетическими уровнями (рис. 27).

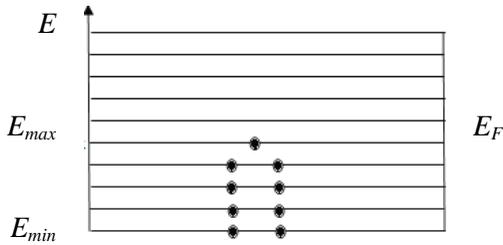


Рис. 27. Энергетические уровни свободных электронов в металле

Совокупность энергетических уровней (возможных значений энергии) свободных электронов в металле образует зону проводимости. Одно и то же значение энергии имеет не более двух электронов в металле. При абсолютном нуле температуры свободные электроны металла имеют энергии от некоторого E_{min} до E_{max} . Это выражают словами: электроны заполняют энергетические уровни от E_{min} до E_{max} . Последний заполненный при $T = 0^\circ$. Энергетический уровень называется **уровнем Ферми** (E_F).

При повышении температуры распределение электронов по уровням изменяется. Исходя из этих представлений, удельная электропроводность металлов равна:

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda(E_F)}{mv(E_F)}. \quad (3.9)$$

Это выражение аналогично классическому выражению (3.6), но имеет несколько иной смысл. В формуле (3.9) $\lambda(E_F)$ есть средняя длина свободного пробега электрона, обладающего энергией Ферми, $u(E_F)$ – скорость такого электрона. Эта скорость практически не зависит от температуры, так как с изменением температуры энергия уровня Ферми E_F остается практически неизменной. В квантовой теории считается, что совершенно правильная кристаллическая решетка с неподвижными ионами не оказывает сопротивления электронам проводимости. Столкновения и рассеяние электронов происходят только на неоднородностях решетки, возникающих из-за тепловых колебаний узлов решетки. Расчет показывает, что по этой причине длина свободного пробега

электрона обратно пропорциональна температуре $\lambda \sim \frac{1}{T}$. Учитывая эту зависимость и независимость $u(E_F)$ от температуры, формула (3.9) имеет вид $\sigma \sim \frac{1}{T}$, а следовательно $\rho \sim \frac{1}{T}$, что хорошо совпадает с опытными данными.

3.2. Электропроводность электролитов

Электролитами, или *проводниками второго рода*, принято называть проводящие среды, в которых протекание электрического тока сопровождается переносом вещества. Носителями свободных зарядов в электролитах являются положительно и отрицательно заряженные ионы.

Электролитами являются растворы солей, щелочей или кислот в воде и некоторых других жидкостях, а также расплавы, которые в твердом состоянии являются ионными кристаллами.

Проводимость электролитов обусловлена электролитической диссоциацией, которая происходит в самом электролите независимо от электрического тока в нем.

Электролитическая диссоциация – процесс расщепления части нейтральных молекул на ионы обоих знаков в растворителе молекул растворенного вещества. Например, хлорид меди CuCl_2 диссоциирует в водном растворе на ионы меди и хлора: $\text{CuCl}_2 \rightleftharpoons \text{Cu}^{++} + 2\text{Cl}^-$.

При отсутствии электрического поля ионы электролита движутся хаотически. При включении внешнего электрического поля на хаотическое тепловое движение ионов накладывается упорядоченное движение. Положительные ионы движутся к отрицательному электроду (*катоду*), отрицательные ионы – к положительному электроду (*аноду*). В результате возникает электрический ток.

Электрический ток в электролитах представляет собой перемещение ионов обоих знаков в противоположных направлениях.

Прохождение электрического тока через электролит сопровождается выделением веществ на электродах. Это явление получило название *электролиза*.

Процесс электролиза в водном растворе хлорида меди иллюстрирует рис. 28. При подключении электродов к источнику тока ионы под действием электрического поля начинают упорядоченное движение: положительные ионы меди движутся к катоду, а отрицательно заряженные ионы хлора – к аноду. Достигнув катода, ионы меди нейтрализуются избыточными электронами катода и превращаются в нейтральные атомы, оседающие на катоде. Ионы хлора, достигнув анода, отдают по одному электрону. После этого нейтральные атомы хлора соединяются попарно и образуют молекулы хлора Cl_2 . Хлор выделяется на аноде в виде пузырьков.

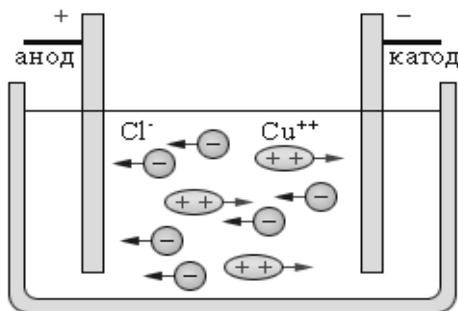


Рис. 28. Водный раствор хлорида меди

Наряду с диссоциацией молекул происходит и обратный процесс – воссоединение ионов при их столкновениях (рекомбинация). При каждой температуре устанавливается определенное равновесное состояние, при котором число ионов в единице объема приблизительно постоянно.

Степень диссоциации характеризуют **коэффициентом диссоциации** α , равным отношению концентрации распавшихся на ионы молекул n к концентрации молекул растворенного вещества n_0 :

$$\alpha = \frac{n}{n_0}.$$

Этот коэффициент показывает, какая доля молекул растворенного вещества распалась. Коэффициент диссоциации зависит от концентрации раствора, от рода растворителя и от температуры. С повышением температуры α увеличивается. Молекулы растворителя «обволакивают ион», образуя вокруг него сольватную оболочку. Это, во-первых, затрудняет рекомбинацию ионов, во-вторых, затрудняет движение ионов: фактически в растворе движется сольват – шарик, состоящий из иона и сольватной оболочки вокруг него.

При наличии внешнего электрического поля *плотность тока в электролите* определяется выражением:

$$j = q_+ n_+ u_+ + q_- n_- u_- , \quad (3.10)$$

где n_+ и n_- – концентрация положительных и отрицательных зарядов-носителей, имеющих заряд q_+ и q_- соответственно, \mathbf{u}_+ и \mathbf{u}_- – скорости их упорядоченного движения.

Из закона сохранения электрического заряда следует, что $q_+ n_+ = q_- n_- = qn$. Поэтому плотность тока равна:

$$j = qn(u_+ + u_-) . \quad (3.11)$$

Скорость u упорядоченного движения сольвата можно найти из следующих соображений. В электрическом поле на сольват вдоль направления движения действуют электрическая сила $F_{эл} = qE$ и сила внутреннего трения жидкости $F_c = 6\pi\eta r u$, где r – радиус сольвата, η – коэффициент вязкости жидкости. При установившемся движении $F_{эл} = F_c$, откуда

$$u = \frac{q}{6\pi\eta r} E = bE ,$$

где b – подвижность иона:

$$b = \frac{q}{6\pi\eta r} .$$

Тогда плотность тока можно выразить через подвижности ионов:

$$j = qn(b_+ + b_-)E ,$$

или

$$j = \sigma E , \tag{3.12}$$

где σ – удельная электропроводность:

$$\sigma = qn(b_+ + b_-) = \alpha qn_0(b_+ + b_-) .$$

Таким образом, для электролитов, как и для металлов, выполняется закон Ома (см. формулу (3.7)).

Удельное сопротивление электролита равно:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\alpha qn_0(b_+ + b_-)} . \tag{3.13}$$

Опыт показывает, что с повышением температуры сопротивление электролита довольно быстро убывает, поскольку возрастает степень диссоциации и уменьшается вязкость электролита, следовательно, увеличивается подвижность ионов.

Лабораторная работа 2.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цель работы: экспериментально изучить зависимость сопротивления заданного металла от температуры и определить температурный коэффициент сопротивления металла.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 29.

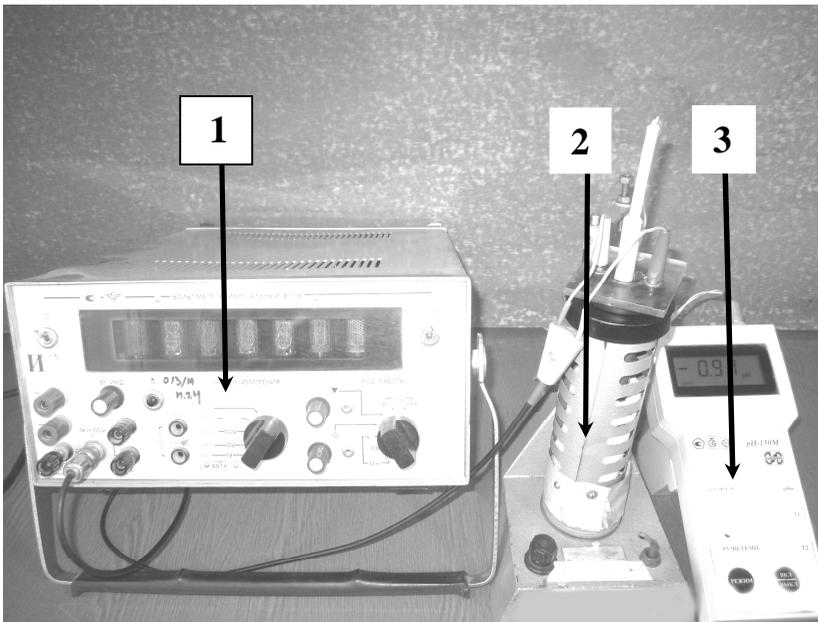


Рис. 29. Общий вид лабораторной установки:

- 1 – вольтметр универсальный В7-16 для измерения сопротивления исследуемого образца (металла);
- 2 – нагреватель, куда помещен металлический проводник;
- 3 – прибор для измерения температуры PH-150M

Для чистых металлов приближенно можно считать, что зависимость электросопротивления от температуры является линейной и имеет вид:

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

где R_0 и R – сопротивления проводника при температурах соответственно $t_0 = 0^\circ\text{C}$ и t ; α – температурный коэффициент сопротивления металла.

Температурный коэффициент сопротивления численно равен изменению сопротивления каждой единицы сопротивления (1 Ом) при изменении температуры проводника на 1°C :

$$\alpha = \frac{R - R_0}{R_0 t}.$$

Коэффициент α зависит от температуры, но в интервале температур $0 \dots 100^\circ\text{C}$ его можно считать постоянным.

Если при температуре t_1 сопротивление проводника $R_1 = R_0(1 + \alpha t_1)$, а при температуре t_2 его сопротивление $R_2 = R_0(1 + \alpha t_2)$, то

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2},$$

откуда

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}.$$

Таким образом, измерив сопротивление проводника при двух различных температурах, можно определить его температурный коэффициент сопротивления.

Порядок выполнения работы

1. Исследуемый образец (металл) поместите в нагреватель.
2. Включите в электрическую сеть вольтметр универсальный В7-16, нагреватель и прибор для измерения температуры РН-150М.
3. Переверните тумблер нагревателя в положение «включено».
4. Измерьте сопротивление исследуемого образца (металла) при его нагревании от 20 °С до 80 °С через каждые 10 °С, снимая значения с вольтметра универсального В7-16. Результаты измерений занесите в табл. 1.
5. По достижении температуры образца 70 °С отключите нагреватель, при этом температура продолжит расти до 80 °С.
6. При температуре образца 80 °С извлеките пробирку с исследуемым образцом из нагревателя и закрепите на кронштейне.
7. Измерьте сопротивление образца (металла) при его остывании от 80 °С до 20 °С через каждые 10 °С. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$		20	30	40	50	60	70	80
$R, \text{ Ом}$	нагревание							
	остывание							
$R_{\text{ср}}, \text{ Ом}$								

8. Рассчитайте среднее значение сопротивления при каждой температуре.
9. По средним значениям сопротивления вычислите значения температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$ для трех различных температурных интервалов. Температуры t_1 и t_2 выбирайте так, чтобы $t_2 - t_1 = 40^\circ\text{C}$. Полученные три значения α занесите в табл. 2.
10. Определите среднее значение α , абсолютные погрешности $\Delta\alpha$ определения значения α для каждого из трех температурных интервалов, среднюю абсолютную и относительную погрешности определения значения температурного коэффициента α .

Таблица 2

Расчет температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$					
$t_1, ^\circ\text{C}$	$R_1, \text{Ом}$	$t_2 = t_1 + 40, ^\circ\text{C}$	$R_2, \text{Ом}$	α, K^{-1}	$\Delta\alpha, \text{K}^{-1}$
Среднее значение					

11. По экспериментальным данным постройте график зависимости среднего сопротивления от температуры $R_{\text{cp}}(t) = f(t)$.

12. Сформулируйте выводы по работе.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Какие частицы являются носителями электрического заряда в металлах?

2. Как перемещаются свободные электроны в металле при наличии в нем электрического поля?

3. Почему металлы обладают сопротивлением?

4. В каких единицах измеряется сопротивление в системе СИ?

5. Что называется удельной электропроводностью (проводимостью) проводника, подвижностью носителей заряда? В каких единицах измеряют электропроводность в системе СИ?

6. От чего зависит скорость направленного движения (скорость дрейфа) электронов в проводнике?

7. Как соотносятся скорости хаотического и направленного движения электронов в металле при прохождении электрического тока?

8. Как зависит от температуры подвижность электронов в металлах?

9. Как с помощью классической теории проводимости объяснить зависимость сопротивления металлов от температуры?

10. Что называется температурным коэффициентом сопротивления?

11. Запишите формулу, выражающую закон Ома в дифференциальной форме для металла, и поясните ее.

II уровень

12. Оцените среднюю скорость теплового движения электронов в металлах при комнатной температуре по формулам молекулярно-кинетической теории (формула (3.1)).

13. Получите формулу для закона Ома в дифференциальной форме.

Лабораторная работа 2.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цель работы: экспериментально изучить зависимость сопротивления электролита от температуры и определить температурный коэффициент сопротивления электролита.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 30.

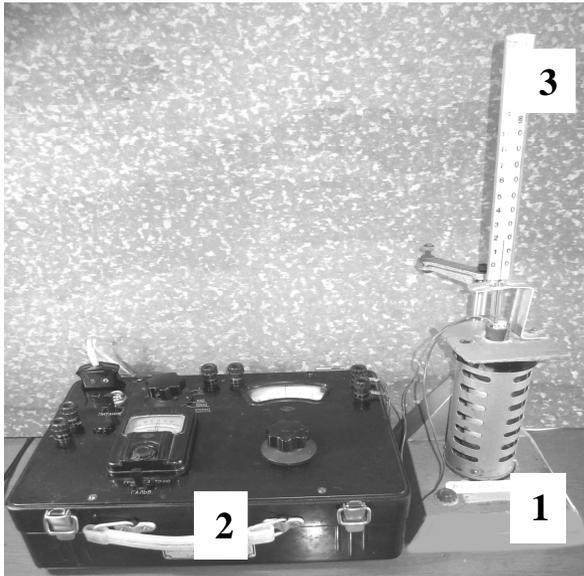


Рис. 30. Общий вид лабораторной установки:

- 1 – электрический нагреватель, где находится пробирка с электролитом;
- 2 – реохордный мост (магазин сопротивлений);
- 3 – термометр с диапазоном измерения 0°C – 100°C

В небольших интервалах температур можно приближенно считать, что сопротивление электролита уменьшается линейно с ростом

температуры. В этом приближении зависимость сопротивления R электролита от температуры имеет вид:

$$R_2 = R_1(1 + \alpha(t_2 - t_1)),$$

где R_1 и R_2 – сопротивления электролита при температурах t_1 и t_2 ,
 $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)}$ – *средний температурный коэффициент сопротив-*

ления, численно равный приращению сопротивления каждой единицы сопротивления (1 Ом) при изменении температуры электролита на 1 °С.

Таким образом, проведя измерения сопротивления электролита при двух различных температурах, можно определить его температурный коэффициент сопротивления.

Порядок выполнения работы

1. Вставить пробирку с исследуемым электролитом в нагреватель.
2. Включить в электрическую сеть реохордный мост, тумблер питания перевести в положение переменного тока.
3. Перевести тумблер гальванометра в положение «точно».
4. Вращая барабан набора сопротивлений, выставить стрелку гальванометра в положение «ноль».
5. Снять показания сопротивления на круговой шкале и умножить это значение на показатель переключения сопротивлений (это может быть 10, 100 или 1000). В случае, когда стрелка гальванометра не устанавливается на ноль, необходимо перевести переключатель сопротивлений в другое положение (10, 100, 1000).
6. Перевести тумблер нагревателя в положение «включено».
7. Измерить сопротивление электролита при его нагревании от 20 °С до 80 °С через каждые 10 °С. При этом, устанавливая стрелку гальванометра на ноль вращением барабана, снять показания сопротивления на круговой шкале, умножив его на показатель переключения сопротивлений. Результаты измерений занести в табл. 1.
8. При температуре 70 °С отключить нагреватель, при этом температура продолжает расти до 80 °С.

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$		20	30	40	50	60	70	80
$R, \text{Ом}$	нагревание							
	остывание							
$R_{\text{ср}}, \text{Ом}$								

9. По достижении температуры образца 80°C извлечь пробирку с исследуемым электролитом из нагревателя и закрепить на кронштейне.

10. Измерить сопротивление того же электролита при его остывании от 80°C до 20°C через каждые 10°C . Результаты измерений занести в табл. 1.

11. Рассчитать среднее значение сопротивления при каждой температуре.

12. По средним значениям сопротивления вычислить значения температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)}$ для трех различных температурных интервалов. Температуры t_1 и t_2 выбирать так, чтобы $t_2 - t_1 = 40^\circ\text{C}$. Полученные три значения α занести в табл. 2.

Таблица 2

Расчет температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)}$					
$t_1, ^\circ\text{C}$	$R_1, \text{Ом}$	$t_2 = t_1 + 40, ^\circ\text{C}$	$R_2, \text{Ом}$	α, K^{-1}	$\Delta\alpha, \text{K}^{-1}$
Среднее значение					

12. Определить среднее значение α , абсолютные погрешности $\Delta\alpha$ определения значения α для каждого из трех температурных интервалов, среднюю абсолютную и относительную погрешности определения значения температурного коэффициента α .

13. По экспериментальным данным построить график зависимости среднего сопротивления от температуры $R_{\text{ср}} = f(t)$.

14. Сформулировать выводы по работе.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Какие вещества называются электролитами?
2. Какие частицы являются носителями электрического заряда в электролитах?
3. В чем состоит явление электролитической диссоциации?
4. Сформулируйте определение и запишите выражение для температурного коэффициента сопротивления электролита.
5. Запишите выражение для удельной электропроводности электролита и поясните физический смысл величин, входящих в формулу.
6. Запишите закон Ома в дифференциальной форме в случае протекания электрического тока в электролитах и поясните его.
7. Как зависит сопротивление электролита от температуры? Какими причинами обусловлена эта зависимость?

II уровень

8. Приведите формулу, устанавливающую связь между плотностью тока и концентрацией носителя тока.
9. Получите аналитическое выражение закона Ома в дифференциальной форме для электрического тока в электролитах.

МАГНЕТИЗМ

4. СТАЦИОНАРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ

4.1. Магнитное взаимодействие и магнитное поле движущихся зарядов

Магнитные явления обнаружены очень давно. Еще в древности люди знали, что существуют камни, в частности, магнитный железняк (обнаружен в малой Азии вблизи г. Магнезия), которые способны притягиваться друг к другу и притягивать к себе кусочки железа. Их назвали *магнитами*. Земля также является постоянным магнитом. Это обусловлено процессами, происходящими в жидком металлическом ядре Земли.

При изучении взаимодействия постоянных магнитов было установлено, что *постоянные магниты имеют два полюса, одноименные полюсы отталкиваются друг от друга, а разноименные притягиваются.*

Легкий магнетик, помещенный на острие, называют *магнитной стрелкой*, которая поворачивается всегда так, что один из ее полюсов указывает на север (его называют *северным магнитным полюсом* и обозначают буквой *N*), а другой – на юг (его называют *южным магнитным полюсом* и обозначают буквой *S*). На этом свойстве магнитной стрелки основано действие *компыаса*.

Кроме того факта, что магниты воздействуют на другие магниты, *выяснилось также, что магнит действует на движущиеся заряды, т. е. на электрические токи.*

До начала 19 века магнитные явления изучались изолированно от электрических. Впервые связь между электрическими и магнитными явлениями была установлена в опыте датского физика Эрстеда в 1820 г.

Опыт Эрстеда состоял в том, что ток пропускался по проволоке, подвешенной над стрелкой компаса. Стрелка, первоначально установленная параллельно проволоке, при пропускании по проволоке тока ориентировалась перпендикулярно ей, причем направление вращения стрелки зависело от направления протекания тока. Таким образом, было установлено, что *электрический ток оказывает магнитное действие.*

Следующим шагом в изучении магнитного взаимодействия явились исследования французского физика Ампера, выполненные также в 1820 году. Ампер рассматривал взаимодействие двух параллельных токов и показал, что два параллельных провода, по которым текут одинаково направленные токи, притягиваются друг к другу. Перемена направления одного из токов превращает силу притяжения в силу отталкивания. Результаты опыта привели Ампера к выводу, что всякий электрический ток способен взаимодействовать с другим током с силой, которая не может быть объяснена кулоновским взаимодействием. Это – *магнитные силы*, и *причиной их появления является движение зарядов*.

Как выяснилось позже, свойства магнитов тоже объясняются существованием в них электрических токов, а именно, молекулярных круговых токов (*гипотеза Ампера*).

Таким образом, ***магнитное взаимодействие – это взаимодействие токов***.

Эксперименты свидетельствуют, что подобно тому как в пространстве, окружающем электрические заряды, возникает электрическое поле, так и в пространстве, которое окружает токи и постоянные магниты, возникает силовое *поле*, названное *магнитным*.

Магнитное поле представляет собой особую форму материи, посредством которой осуществляется взаимодействие между движущимися заряженными частицами или телами, обладающими магнитным моментом.

4.1.1. Закон Ампера для силы взаимодействия двух параллельных токов

Ампер в своем опыте (рис. 31) установил, *что сила взаимодействия параллельных прямолинейных токов, приходящаяся на единицу длины любого из проводов с током, прямо пропорциональна произведению обоих токов и обратно пропорциональна расстоянию между проводами:*

$$f = \frac{F}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi b}, \quad (4.1)$$

где l – длина проводников, b – расстояние между проводниками, I_1 и I_2 – силы токов, протекающих по этим проводникам, μ_0 – магнитная постоянная; коэффициент пропорциональности записан в виде $\frac{\mu_0}{2\pi}$.

Выражение (4.1) называется **законом Ампера для силы взаимодействия двух параллельных токов**.

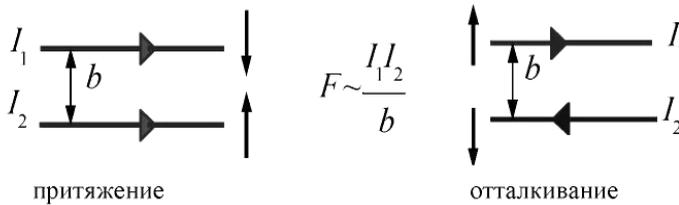


Рис. 31. К опыту Ампера о взаимодействии параллельных токов

Закон взаимодействия токов послужил основой для определения электромагнитных единиц. На основании этого закона в 1948 г. была установлена единица силы тока в СИ – ампер.

1 ампер определяется как сила постоянного тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого поперечного сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

В 2018 г. было принято и на следующий год вступило в силу нынешнее определение ампера (при этом старое определение ампера, действовавшее с 1948 г., отменено). Величина ампера не изменилась при смене определения. Однако изменение определения привело к тому, что указанные выше выражения для магнитной и электрической постоянных μ_0 и ϵ_0 перестали быть точными, а стали выполняться лишь численно (но с огромной точностью) и подлежат экспериментальному измерению.

Пользуясь определением ампера 1948 г., можно найти значение постоянной величины μ_0 :

$$\mu_0 = \frac{f 2\pi b}{I_1 I_2} = \frac{2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} \cdot 2\pi \cdot 1 \text{ м}}{1 \text{ А}^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ Гн}}{\text{ м}}. \quad (4.2)$$

Взаимодействие токов осуществляется через магнитное поле токов: каждый ток создает вокруг себя свое магнитное поле, которое и действует на ток во втором проводнике.

Таким образом, опыт показывает, что вокруг всякого движущегося заряда, будь то электрон, ион или заряженное тело, помимо электрического поля существует также и магнитное поле. Электрическое поле действует как на неподвижные, так и на движущиеся в нем заряды. *Важнейшая особенность магнитного поля состоит в том, что оно действует только на движущиеся в этом поле электрические заряды.*

4.1.2. Магнитный момент контура с током. Вектор магнитной индукции

Магнитное поле обнаруживается по действию сил на внесенные в него проводники, по которым течет ток.

Силую векторную характеристику магнитного поля назвали *магнитной индукцией* (принято обозначать буквой $\mathbf{\dot{B}}$).

Опыт показывает, что для магнитного поля, как и для электрического поля, справедлив *принцип суперпозиции*. Он состоит в том, что *индукция магнитного поля, создаваемого несколькими движущимися зарядами или токами, равна векторной сумме индукций полей, создаваемых каждым зарядом или током в отдельности:*

$$\mathbf{\dot{B}} = \sum_i \mathbf{\dot{B}}_i . \quad (4.3)$$

Для исследования электрического поля используют пробный точечный заряд, т. е. такой заряд, который собственным полем не искажает изучаемое поле. Аналогично, для исследования магнитного поля применяется *пробный контур* с протекающим по нему постоянным током, который своим магнитным полем не искажает исследуемое поле.

Таким пробным контуром для изучения магнитного поля в конечном варианте оказался небольшого диаметра виток с током, который представляет собой плоскую замкнутую рамку с током очень малых размеров, чтобы поле в пределах рамки могло считаться однородным. Подводящие провода к рамке переплетают, тогда в них течет тот же ток, но в противоположных направлениях. Результирующая

сила, действующая со стороны магнитного поля на скрученный проводник, равна нулю. Поэтому рамку можно изображать без подводящих проводов (рис. 32).

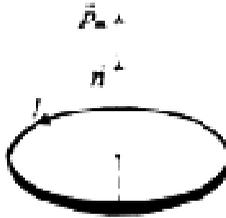


Рис. 32. Пробный контур

Ориентация пробного контура в пространстве характеризуется направлением нормали \vec{n} к плоскости контура. За положительное направление нормали \vec{n} принимается такое направление, чтобы при рассмотрении с конца нормали ток в рамке казался текущим против часовой стрелки. Это направление связано с направлением тока в контуре *правилом правого винта (буравчика)*.

Пробный контур принято характеризовать *магнитным моментом* \vec{p}_m .

Магнитным моментом \vec{p}_m **пробного контура** называется вектор, равный по величине произведению силы тока I , протекающего по пробному контуру, и площади контура S , направленный вдоль положительной нормали \vec{n} (рис. 32):

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}. \quad (4.4)$$

Направление вектора \vec{p}_m можно найти и с помощью магнитной стрелки (рис. 33). Это направление указывает северный полюс (N) стрелки.

Таким образом:

1) величина *магнитного момента контура с током* p_m равна произведению силы тока в контуре на площадь, охватываемую контуром;

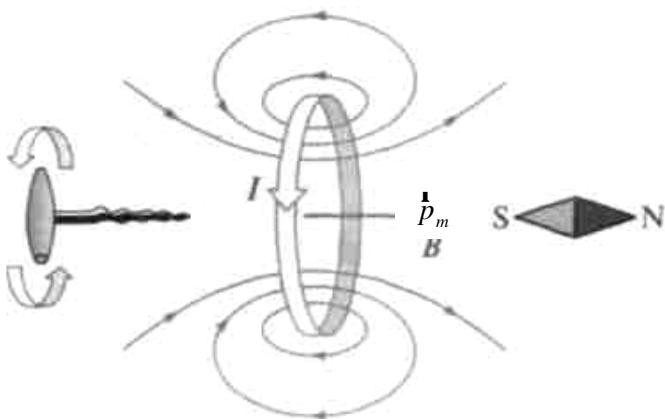


Рис. 33. К определению направления магнитного момента

2) направление вектора \vec{p}_m совпадает с направлением положительной нормали \vec{n} к плоскости контура, причем положительное направление совпадает с направлением перемещения буравчика (правого винта), вращаемого в направлении тока;

3) магнитный момент \vec{p}_m контура с током считают приложенным в центре контура.

Вектор \vec{p}_m определяет взаимодействие между пробным контуром и внешним магнитным полем.

Опыты показывают, что магнитное поле оказывает на рамку с током ориентирующее действие, поворачивая ее определенным образом. Этот результат используется для выбора направления магнитного поля. За направление магнитного поля в данной точке принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к рамке (рис. 33).

Рамкой с током можно воспользоваться также и для количественного описания магнитного поля. Так как рамка с током испытывает ориентирующее действие поля, то на нее в магнитном поле действует пара сил. Вращающий момент \vec{M} сил зависит как от свойств поля в данной точке, так и от свойств рамки.

Экспериментально было установлено, что для одной и той же точки магнитного поля отношение максимального вращающего момента

M_{\max} , действующего на контур с током, к магнитному моменту p_m этого контура не зависит от свойств пробного контура, т. е.

$$\frac{M_{\max}}{p_m} = \text{const} \text{ или } M_{\max} = B p_m.$$

Поэтому данное отношение величин может служить характеристикой исследуемого магнитного поля в определенной точке пространства.

Величина B (коэффициент пропорциональности между M_{\max} и p_m) была названа *магнитной индукцией*:

$$B = \frac{M_{\max}}{p_m}. \quad (4.5)$$

Согласно формуле (4.5), *индукция магнитного поля B равна максимальному вращающему моменту, действующему на пробный контур с магнитным моментом, равным единице.*

Формула (4.5) *служит определением величины (модуля) индукции магнитного поля.*

В общем виде зависимость вращающего момента \dot{M} от ориентации контура в магнитном поле выражается формулой:

$$\dot{M} = \dot{p}_m \times \dot{B}. \quad (4.6)$$

Модуль вектора \dot{M} равен:

$$|\dot{M}| = p_m \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (4.7)$$

где α – угол между векторами \dot{p}_m и \dot{B} .

Соотношение (4.7) дает возможность определить величину вектора \dot{B} в данной точке поля.

Если $\alpha = 0$ ($\dot{p}_m \uparrow \dot{B}$), то $M = 0$. Такое положение является положением *устойчивого равновесия*.

Максимального значения вращающий момент M_{\max} достигает при $\alpha = \pi / 2$. При этом $\sin \alpha = 1$, тогда $M_{\max} = B p_m$.

Отсюда получаем формулу (4.5) $B = \frac{M_{\max}}{p_m}$, являющуюся опре-

делением величины магнитной индукции.

Магнитное поле стремится развернуть контур с током так, чтобы векторы \vec{p}_m и \vec{B} совпали по направлению (рис. 34), т. е. до положения устойчивого равновесия контура, при котором вращающий момент $M = 0$.

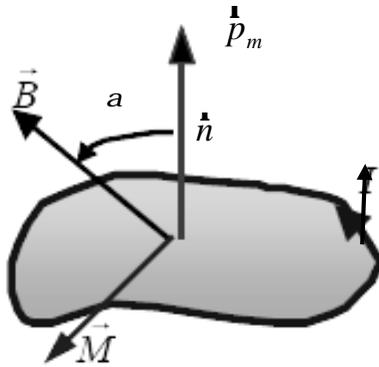


Рис. 34. Пробный контур в магнитном поле

Поэтому за направление индукции магнитного поля в исследуемой точке пространства можно принять направление собственного магнитного момента пробного контура в положении устойчивого равновесия.

Подводя итог сказанному, получаем следующее полное определение вектора \vec{B} :

$$\vec{B} = \frac{M_{\max}}{p_m} \vec{n}. \quad (4.8)$$

Вектор магнитной индукции \vec{B} по величине равен отношению максимального вращательного момента, действующего со стороны магнитного поля на пробный контур, к величине магнитного

момента пробного контура. **Направлен вектор \vec{B}** как вектор магнитного момента пробного контура \vec{P}_m в положении устойчивого равновесия.

Магнитная индукция \vec{B} является силовой характеристикой магнитного поля (единицей измерения магнитной индукции в системе СИ служит тесла (Тл)).

Подобно тому, как электрические поля графически отображаются с помощью линий напряженностей (силовых линий), магнитные поля также отображаются с помощью **линий магнитной индукции (силовых линий)**. Это воображаемые линии, касательные к которым в данной точке совпадают по направлению с вектором \vec{B} в данной точке поля.

Линии магнитной индукции всегда замкнуты и охватывают проводники с током. Этим они отличаются от линий напряженности электростатического поля, которые являются разомкнутыми.

Направление силовых линий магнитного поля, создаваемого проводником с током, определяется по **правилу правого винта (буравчика)**: если буравчик ввинчивать по направлению тока, создающего магнитное поле, то направление вращения рукоятки буравчика будет совпадать с направлением линий магнитной индукции (рис. 35).

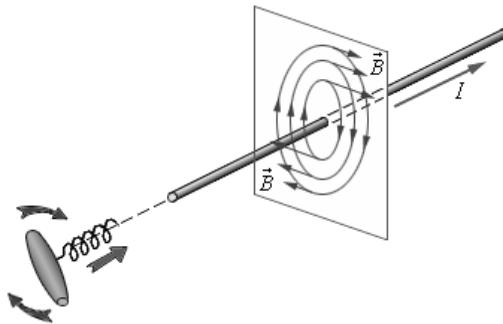


Рис. 35. Силовые линии поля бесконечно длинного прямолинейного проводника с током

4.2. Закон Био-Савара-Лапласа

Закон Био-Савара-Лапласа характеризует индукцию поля, создаваемого отдельным элементарным участком проводника с током

(элементом тока) в произвольно выбранной точке пространства. Пользуясь этим законом и принципом суперпозиции можно рассчитывать магнитные поля линейных токов различной формы.

Под *элементом тока* понимают произведение тока I на элемент длины dl проводника ($I d\vec{l}$). Это векторная величина, направленная по линиям тока (рис. 36).

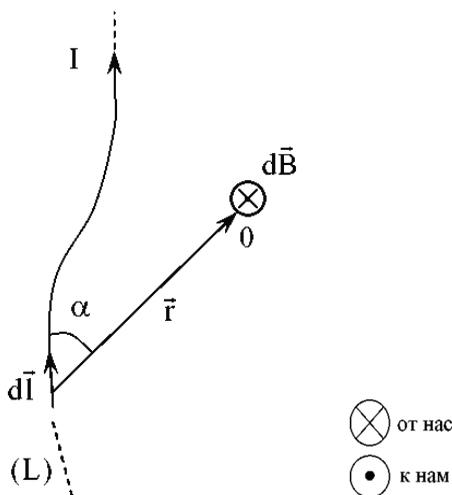


Рис. 36. К закону Био-Савара-Лапласа

Согласно закону Био-Савара-Лапласа магнитная индукция $d\vec{B}$ поля электрического тока, создаваемая в вакууме в данной точке пространства элементом проводника длиной dl с током I , в системе СИ равна:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}, \quad (4.9)$$

где $d\vec{l}$ – вектор, совпадающий с элементарным участком тока и направленный в ту же сторону, в которую течет ток; \vec{r} – радиус-вектор, проведенный из элемента проводника в рассматриваемую точку; μ_0 – магнитная постоянная.

Направление $d\vec{B}$ перпендикулярно $d\vec{l}$ и \vec{r} , т. е. перпендикулярно плоскости, в которой они лежат, и совпадает с касательной к линии магнитной индукции.

Модуль $d\vec{B}$, как следует из формулы (4.9), определяется выражением:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl r \sin \alpha}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}, \quad (4.10)$$

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

По *принципу суперпозиции* магнитная индукция \vec{B} в любой точке магнитного поля проводника с током равна *векторной сумме* индукций $\Delta\vec{B}_i$, создаваемых всеми отдельными участками Δl_i этого проводника:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i,$$

где n – число участков, на которые разбит проводник.

Неограниченно увеличивая число участков n и переходя к пределу при $\Delta l_i \rightarrow 0$, можно заменить сумму интегралом:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}.$$

Поэтому, когда требуется определить в некоторой точке индукцию магнитного поля \vec{B} , создаваемого током I , протекающим по проводнику произвольной формы, поступают следующим образом: разбивают проводник длиной l на элементарные участки $d\vec{l}_i$ и определяют поле $d\vec{B}_i$, создаваемое элементами тока $I d\vec{l}_i$ в рассматриваемой точке. Затем путем суммирования (интегрирования) по всем элементам проводника с током находят \vec{B} .

С применением такого метода найдено, что индукция магнитного поля, создаваемого в вакууме током I , протекающим по тонкому прямому проводу бесконечной длины (*магнитное поле прямолинейного тока бесконечной длины*), определяется в некоторой точке пространства по формуле:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}, \quad (4.11)$$

где R – кратчайшее расстояние от данной точки пространства до оси проводника.

Магнитное поле кругового тока. Расчет индукции магнитного поля на оси кругового витка с током радиуса R (рис. 37) приводит к ниже приведенным формулам.

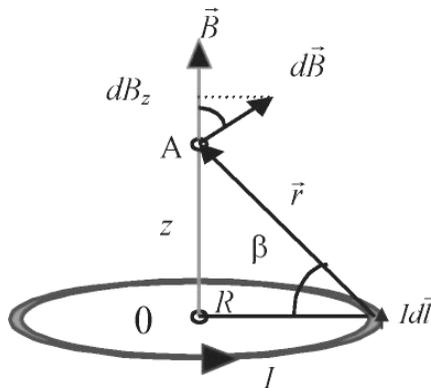


Рис. 37. Магнитное поле на оси кругового тока

Индукция магнитного поля на оси витка радиуса R на расстоянии z от его центра равна:

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(z^2 + R^2)^{3/2}}. \quad (4.12)$$

В частности, *в центре витка* ($z = 0$) имеем магнитную индукцию:

$$B_{z=0} = \frac{\mu_0 I}{2 R}. \quad (4.13)$$

4.3. Сила Ампера

Одним из проявлений магнитного поля является его силовое воздействие на движущиеся электрические заряды и проводники с током. В 1820 г. Ампер установил закон, определяющий силу, действующую на элемент тока в магнитном поле, который вошел в историю физики как *закон Ампера*.

Силу, с которой магнитное поле действует на проводник с током, называют *силой Ампера*.

Сила Ампера – сила, действующая на элемент проводника с током $I d\vec{l}$ в магнитном поле, равна произведению силы тока на векторное произведение элемента длины проводника и магнитной индукции поля \vec{B} :

$$d\vec{F}_A = I \left[d\vec{l} \times \vec{B} \right], \quad (4.14)$$

где \vec{B} – вектор магнитной индукции в той точке, в которой находится элемент $d\vec{l}$ (рис. 38).

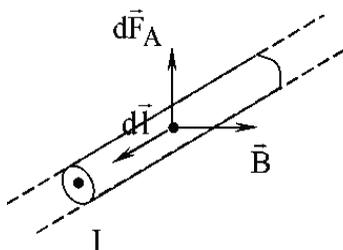


Рис. 38. Сила Ампера

Сила Ампера всегда перпендикулярна плоскости, в которой лежат проводник и вектор \vec{B} (рис. 38).

Модуль силы Ампера равен:

$$dF_A = IB \sin \alpha dl, \quad (4.15)$$

где α – угол между направлением тока в проводнике (вектором \vec{dl}) и вектором \vec{B} . Направление тока на рисунке показано точкой на оси проводника.

Если $\vec{dl} \uparrow \uparrow \vec{B}$, то $dF_A = 0$.

Максимальное значение dF_A принимает при $\alpha = \pi / 2$.

Следовательно, если проводник расположен вдоль линий магнитной индукции, то сила Ампера равна нулю.

Зная направление и модуль силы, действующей на элемент проводника \vec{dl} , можно вычислить силу, действующую на весь проводник. Для этого нужно найти сумму сил, действующих на все элементы проводника.

Таким образом, интегрируя выражение (4.14) по элементам тока, можно найти магнитную силу, действующую на проводник длиной l :

$$\vec{F}_A = I \int_l [\vec{dl} \times \vec{B}]. \quad (4.16)$$

В частности, если магнитное поле однородно, а проводник прямолинейный, то сила Ампера равна:

$$\vec{F}_A = I [\vec{l} \times \vec{B}], \quad (4.17)$$

где I – сила тока, текущего по проводнику; \vec{l} – вектор, совпадающий по направлению с направлением тока и равный по величине длине l проводника.

Модуль силы Ампера вычисляется по формуле:

$$F_A = IBl \sin \alpha. \quad (4.18)$$

Соотношение (4.18) принято называть *законом Ампера*.

Направление силы Ампера определяется по правилу векторного произведения, которое применительно к данному случаю можно сформулировать следующим образом: вектор $d\vec{F}_A$ направлен перпендикулярно плоскости, образованной векторами $d\vec{l}$ и \vec{B} таким образом, что из конца вектора $d\vec{F}_A$ поворот вектора $d\vec{l}$ до совмещения с вектором \vec{B} по кратчайшему пути виден происходящим против часовой стрелки.

Как показали опыты, *направление силы Ампера можно найти по правилу левой руки*: если левую руку расположить так, чтобы линии магнитной индукции входили в ладонь, а вытянутые четыре пальца совпадали с направлением тока в проводнике, то отогнутый большой палец укажет направление силы Ампера (рис. 39).

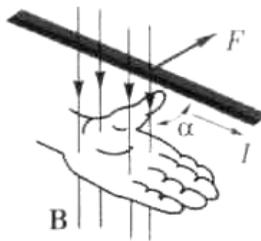


Рис. 39. Определение направления силы Ампера по правилу левой руки

Этим правилом очень удобно пользоваться, когда элемент $d\vec{l}$ проводника с током перпендикулярен направлению магнитного поля \vec{B} . Во всех остальных случаях следует применять более универсальное правило векторного произведения.

Исходя из закона Ампера (выражение (4.18)), можно выразить B и дать *второе определение индукции магнитного поля (определение индукции магнитного поля через силу Ампера)*:

$$B = \frac{F_A}{Il \sin \alpha}. \quad (4.19)$$

Сила Ампера достигает максимального по модулю значения, когда проводник с током ориентирован перпендикулярно линиям

магнитной индукции ($\alpha = \pi / 2$, $\sin \alpha = 1$). В этом случае выражение (4.19) принимает вид:

$$B = \frac{F_A}{Il}. \quad (4.20)$$

Исходя из формулы (4.20), можно дать следующее *определение величины (модуля) индукции магнитного поля: индукция магнитного поля численно равна силе, с которой магнитное поле действует на прямолинейный проводник единичной длины, по которому течет ток 1 А, когда проводник перпендикулярен направлению поля.*

Можно показать, что два определения индукции магнитного поля – через вращающий и магнитный моменты пробного контура (выражение (4.5)) и через силу Ампера (выражение (4.20)) – равнозначны.

В системе единиц СИ за единицу магнитной индукции принята индукция такого магнитного поля, в котором на каждый метр длины проводника при силе тока 1 А действует максимальная сила Ампера 1 Н. Эта единица называется *тесла* (Тл).

Магнитное поле Земли приблизительно равно $0,5 \cdot 10^{-4}$ Тл.

Приведенный ранее закон Ампера для взаимодействия двух параллельных токов является частным случаем рассмотренного в данном подразделе закона Ампера для элемента тока.

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ВЕЛИЧИНЫ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГО ТОКА

Цель работы: экспериментально изучить зависимость индукции магнитного поля, создаваемого постоянным током, от силы этого тока путем измерения силы Ампера, действующей на проводник с током.

Описание лабораторной установки и методики измерений

На рис. 40 показаны принципиальная схема и общий вид лабораторной установки.

В данной работе вычисляется индукция магнитного поля постоянного тока по результатам измерения силы Ампера.

Магнитное поле, индукцию которого надо определить, создается постоянным током, проходящим по соленоиду. В сердечнике соленоида имеется зазор, в который помещен изогнутый проводник (контур), *который соединен с соленоидом последовательно*. Контур закрепляют так, что он образует подвижную систему, способную перемещаться в вертикальном направлении. Он подвешен к одному из плеч рычажных весов, которые уравниваются при выключенном токе. При пропускании по контуру тока он выталкивается вверх в результате действия силы Ампера на горизонтальную сторону данного изогнутого проводника. Весы можно вернуть в исходное положение равновесия, приложив к проводнику силу, направленную вертикально вниз и равную по величине силе Ампера.

Выталкивающую силу, то есть силу Ампера, уравнивают силой тяжести разновесок, добиваясь исходного положения проводника.

Как известно, сила Ампера, действующая на прямолинейный проводник длиной l с током I , помещенный в однородное магнитное поле с индукцией B , определяется выражением:

$$F_A = IBl \sin \alpha ,$$

где α – угол между направлениями тока в проводнике и индукции магнитного поля.

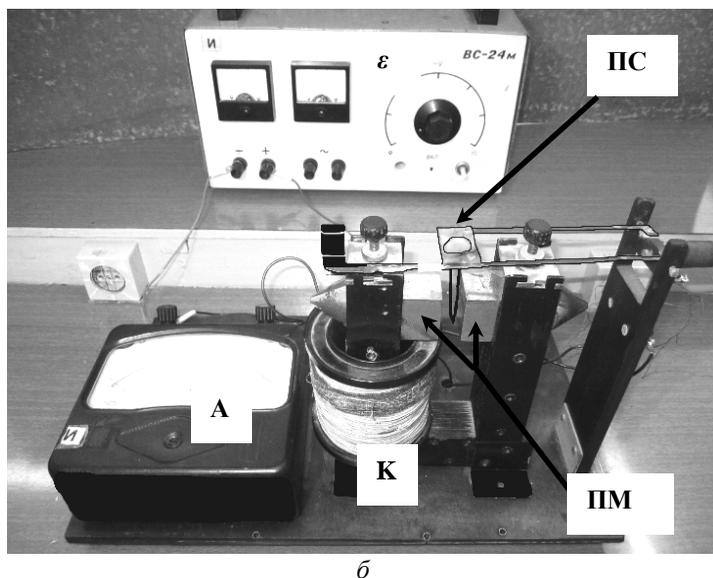
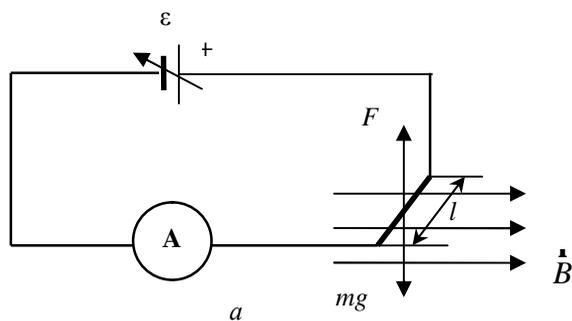


Рис. 40. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки:
 ε – источник постоянного тока; А – амперметр; ПС – подвесная система;
 ПМ – полюса магнита;
 К – катушка, по которой течет постоянный ток, создающий однородное
 магнитное поле между полюсами ПМ

Формула для вычисления индукции магнитного поля имеет вид:

$$B = \frac{F_A}{Il \sin \alpha}.$$

Для данной конструкции лабораторной установки (рис. 40) величина выталкивающей силы ($\alpha = 90^\circ$, следовательно $\sin \alpha = 1$) равна:

$$F = F_A = IBl = mg .$$

Отсюда получаем *расчетную формулу*:

$$B = \frac{mg}{Il}, \quad (4.21)$$

где I – сила тока в проводнике (которая является и силой тока, создающего магнитное поле, так как ток одновременно проходит через катушку и изогнутый проводник); l – длина горизонтальной части проводника; m – масса разновесок, с помощью которых система возвращается в исходное положение (положение до момента включения тока); g – ускорение свободного падения.

Порядок выполнения работы

1. Проверить, выталкивается ли подвесная система (ПС) вверх из зазора между полюсами магнита (ПМ) при включении электрического тока в катушке и проводнике (см. рис. 40). В противном случае изменить направление тока в катушке или в проводнике.

2. При выключенном токе с помощью противовеса установить подвесную систему в равновесное положение (исходное положение системы).

3. Нагрузить чашечку весов разновеской минимальной массы.

4. Вращая ручку источника тока, установить такой ток, чтобы система вернулась в исходное состояние равновесия. Значение силы этого тока записать в таблицу.

5. Измерения повторить 10 раз, постепенно увеличивая суммарную массу разновесок, находящихся на чашке ПС. Результаты измерений занести в соответствующие строки таблицы.

6. Измерить длину l горизонтальной стороны изогнутого проводника.

7. Вычислить по расчетной формуле (4.21) значения B для всех десяти измерений. Результаты вычислений занести в таблицу.

8. По экспериментальным данным и полученным результатам вычислений построить график зависимости $B = f(I)$.

9. Проанализировать график полученной зависимости, сделать и записать вывод по работе.

Таблица

№	m , кг	I , А	B , Тл
1.			
2.			
3.			
4.			
5.			
6.			
7.			
8.			
9.			
10.			

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Что представляет собой магнитное поле? Какими свойствами оно обладает?

2. Что такое магнитный момент рамки (контура) с током? Как он направлен?

3. Какой контур с током можно считать пробным?

4. Как определить направление магнитного поля в данной точке пространства, имея пробный контур?

5. Дайте определение модуля (величины) вектора индукции магнитного поля \vec{B} . В каких единицах она измеряется?

6. Дайте определение вектора индукции магнитного поля \vec{B} . Какой характеристикой поля он является?

7. Дайте определение силовых линий магнитного поля. В чем их отличие от силовых линий электростатического поля? Какой вид имеют линии индукции прямого тока?

8. Сформулируйте и запишите в векторной форме закон Ампера для элемента проводника с током, помещенного в магнитное поле. Как определить направление силы Ампера?

9. Дайте определение и запишите формулу для индукции магнитного поля через силу Ампера.

10. Запишите формулу, выражающую закон Ампера для параллельных токов, и поясните ее.

11. Выведите расчетную формулу для определения индукции магнитного поля по результатам эксперимента.

II уровень

12. Как взаимодействуют два параллельных проводника с токами, если: а) токи текут в одном направлении; б) токи текут в противоположных направлениях? Дать объяснение, исходя из закона Ампера для элемента проводника с током.

13. Запишите формулу, выражающую закон Био-Савара-Лапласа. Поясните рисунком и объясните смысл всех входящих в формулу величин.

14. Сформулируйте и запишите теорему о циркуляции вектора индукции магнитного поля (закон полного тока для магнитного поля в вакууме).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Цель работы: экспериментально определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

Описание лабораторной установки и методики измерений

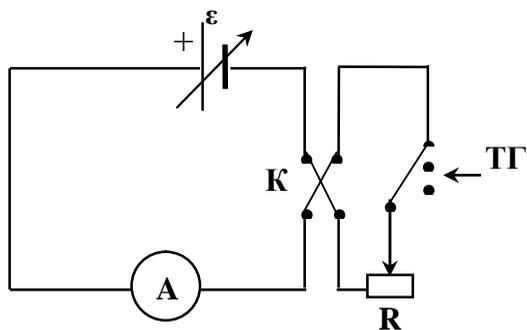
На рис. 41 показаны принципиальная схема и общий вид лабораторной установки.

Земля представляет собой огромный шаровой магнит. Существование магнитного поля Земли можно установить с помощью магнитной стрелки в любой точке земного пространства. Магнитные полюса Земли не совпадают с географическими полюсами. Южный полюс (*S*) магнитного поля Земли расположен у северных берегов Америки. Северный магнитный полюс (*N*) находится в Антарктиде. Магнитная ось Земли, т. е. прямая, соединяющая магнитные полюса, наклонена по отношению к оси вращения Земли на угол $\sim 11,5^\circ$. Положение магнитных полюсов изменяется приблизительно на 5 км в год. Природа магнитного поля Земли еще окончательно не выяснена.

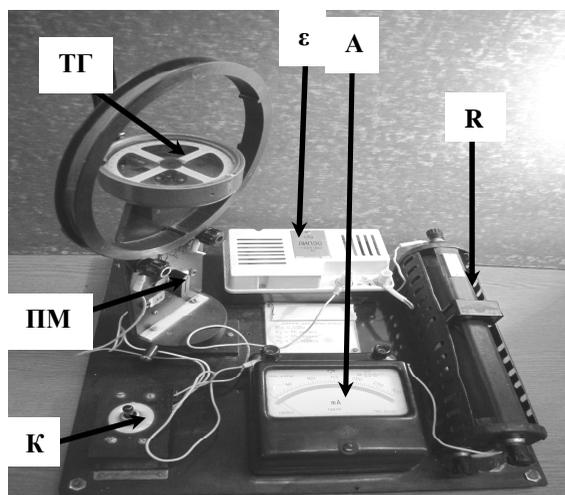
Линии индукции магнитного поля Земли выходят из северного магнитного полюса и входят в южный магнитный полюс. Проекция этих линий на поверхность Земли называются *магнитными меридианами*, а вертикальные плоскости, проходящие через магнитные меридианы, – *плоскостями магнитного меридиана*. Вектор индукции магнитного поля Земли (на рисунке не показан) образует с горизонтальной плоскостью угол φ , который называется *магнитным наклоном*.

Вектор индукции \vec{B} магнитного поля Земли можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие (рис. 42): горизонтальную $\vec{B}_Г$ – вдоль линии горизонта, и вертикальную $\vec{B}_В$ – вдоль радиуса Земли. Тогда

$$B = \frac{B_Г}{\cos \varphi}.$$



a



б

Рис. 41. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки:

ε – источник тока; А – амперметр;

К – переключатель направления тока в витках тангенс-гальванометра;

ПМ – перемычка для выбора числа витков тангенс-гальванометра;

ТГ – тангенс-гальванометр; R – реостат

В данной работе вертикальная составляющая \vec{B}_B компенсируется силой трения на оси магнитной стрелки компаса.

Для определения величины горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли используется *тангенсгальванометр* (ТГ). Он представляет собой несколько вертикально

расположенных проволочных круговых витков радиуса R (см. рис. 42), в центре которых на вертикальной оси расположена магнитная стрелка. Поверх стрелки укреплен тонкий круглый диск со шкалой, поделенной на градусы. На оправе этого компаса имеется приспособление (специальный окуляр) для отсчета угла.

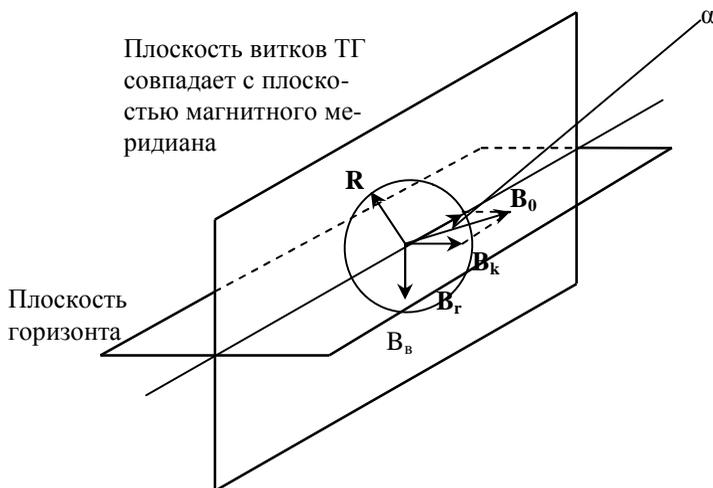


Рис. 42. К расчету индукции магнитного поля Земли

При отсутствии тока в витках тангенс-гальванометра магнитная стрелка под действием горизонтальной составляющей B_r устанавливается в плоскости магнитного меридиана. Совместим плоскость витков ТГ со стрелкой и, следовательно, с плоскостью магнитного меридиана.

При пропускании по виткам постоянного тока силой I на магнитную стрелку, кроме горизонтальной составляющей магнитного поля Земли, будет действовать магнитное поле кругового тока, индукция которого направлена перпендикулярно плоскости витков и в центре круга равна

$$B_k = \frac{\mu_0 n I}{2R},$$

где n – число витков, R – радиус витков.

Магнитная стрелка отклонится от плоскости магнитного меридиана на угол α и установится, в соответствии с принципом суперпозиции, по направлению результирующего вектора индукции $\vec{B}_0 = \vec{B}_r + \vec{B}_k$ (рис. 42).

Из прямоугольного треугольника (рис. 42) следует *расчетная формула* для нахождения горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли:

$$B_r = B_k \operatorname{ctg} \alpha = \frac{\mu_0 n I}{2R \operatorname{tg} \alpha}, \quad (4.22)$$

где α – угол между \vec{B}_r и \vec{B}_0 .

При изменении направления тока в витках на противоположное получается картина, симметричная относительно плоскости витков.

Порядок выполнения работы

1. Установить плоскость витков в плоскости магнитного меридиана. Для этого, поворачивая плоскость витков, добиться, чтобы в отсчетном окуляре было видно показание 90° или 270° .
2. Получить у преподавателя задание: какую установить силу тока в цепи; выбрать и установить определенное количество витков в тангенс-гальванометре.
3. Замкнуть цепь ключом К и установить с помощью реостата нужное значение силы тока.
4. Снять показание тангенс-гальванометра α_1 и занести в таблицу.

Таблица

№	n	I , А	α_1 , град	α_2 , град	α , град	B_r , Тл	ΔB_r , Тл	δB_r
1.								
2.								
3.								

№	n	I, A	$\alpha_1, \text{град}$	$\alpha_2, \text{град}$	$\alpha, \text{град}$	$B_r, \text{Тл}$	$\Delta B_r, \text{Тл}$	δB_r
4.								
5.								
Среднее значение								

5. Изменить с помощью ключа К направление тока в витках, снять показание тангенс-гальванометра α_2 и занести в таблицу.

6. Определить величину α по формуле $\alpha = \frac{|\alpha_1 - \alpha_2|}{2}$.

7. Изменив по указанию преподавателя величину силы тока или количество витков, определить таким же образом еще 2 значения α . Результаты измерений занести в таблицу.

8. Вычислить значение B_r по расчетной формуле (4.22) для каждого измерения.

9. Найти среднее значение B_r , среднюю абсолютную погрешность ΔB_r и относительную погрешность δB_r . Результаты расчетов занести в таблицу.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Что является источником магнитного поля?
2. В чем заключается гипотеза Ампера о молекулярных или атомных токах?
3. Назовите свойства линий магнитной индукции. Могут ли они пересекаться?
4. Сформулируйте принцип суперпозиции для магнитных полей.
5. Почему магнитное поле называют вихревым полем?
6. В чем принципиальное отличие линий индукции магнитного поля от линий напряженности электростатического поля?
7. Как устанавливается магнитная стрелка в магнитном поле?

8. Запишите формулу, по которой определяется магнитная индукция в центре кругового тока.

9. Что называется магнитным наклоном?

10. Запишите расчетную формулу для нахождения горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли.

II уровень

11. Как с помощью тангенс-гальванометра определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли?

5. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

Опыт показывает, что *все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются*, т. е. сами становятся источниками дополнительного магнитного поля. Так, железный стержень в магнитном поле, создаваемом катушкой с током, становится магнитом.

Магнитное поле \dot{B}_0 , созданное в вакууме, при внесении в него какого-либо вещества, в веществе изменяется. Причиной этого является создание в намагниченном веществе своего собственного магнитного поля индукции \dot{B}' . Это поле вместе с внешним магнитным полем создает в веществе результирующее магнитное поле с индукцией \dot{B} :

$$\dot{B} = \dot{B}_0 + \dot{B}'.$$

Для объяснения магнитных свойств веществ Ампер выдвинул гипотезу о существовании в них микроскопических токов.

Согласно *гипотезе Ампера о микроскопических токах*, существующих в любом теле, электроны в атомах или молекулах, двигаясь по замкнутым орбитам, образуют замкнутые электрические токи. Если магнитные моменты этих токов расположены хаотически друг к другу, то их действие взаимно компенсируется, и никакими магнитными свойствами тело не обладает. В намагниченном состоянии магнитные моменты токов ориентированы определенным образом, что приводит к образованию собственного магнитного поля вещества \dot{B}' .

При рассмотрении взаимодействия вещества с внешним магнитным полем о веществе говорят как о *магнетике*.

Все вещества (магнетики) по своим магнитным свойствам подразделяют на два больших класса: *диамагнетики* и *парамагнетики*. Среди парамагнетиков выделяют особую группу веществ, получивших название *ферромагнетики*.

Диамагнетиками называют вещества, *ослабляющие магнитное поле*, в которое они помещены. Индуцированный магнитный момент атомов диамагнетика направлен против вызывающего его внешнего поля. Поэтому поле в веществе оказывается несколько слабее внешнего, так как $\dot{B}' \uparrow \downarrow \dot{B}_0$. У этих веществ магнитные

моменты атомов или молекул при отсутствии внешнего магнитного поля равны нулю.

Диамагнетиками являются инертные газы, большинство органических соединений, многие металлы (висмут, цинк, золото, медь, серебро, ртуть и др.), смолы, вода, стекло, мрамор.

Парамагнетиками называют вещества, *усиливающие магнитное поле*, в которое они помещены. Суммарный магнитный момент атомов вещества направлен вдоль ориентирующего его внешнего поля. Атомы или молекулы парамагнетиков обладают постоянным магнитным моментом, не зависящим от внешнего магнитного поля. При внесении парамагнетика во внешнее поле совместное действие этого поля и теплового движения атомов приводит к преимущественной ориентации магнитных моментов атомов по направлению внешнего магнитного поля. Поле в веществе усиливается, так как $\dot{B}' \uparrow \uparrow \dot{B}_0$.

Парамагнетиками являются кислород, окись азота, алюминий, платина, редкоземельные элементы, щелочные и щелочноземельные металлы и другие вещества.

Следует отметить, что силы, действующие на диамагнетик в магнитном поле, гораздо меньше (примерно, на порядок) сил, которые действуют на парамагнетик в этом же поле.

Диамагнетизм присущ всем без исключения веществам – и диамагнетикам, и парамагнетикам, но в парамагнетиках чаще всего он маскируется более сильным парамагнитным эффектом. В обоих классах веществ существуют свои яркие представители, т. е. вещества, обладающие аномально сильной реакцией на внешнее магнитное поле. У парамагнетиков – *ферромагнетики*, *антиферромагнетики*; у диамагнетиков – *сверхпроводники*.

Ферромагнетики называют **сильномагнитными веществами**. Помимо сильного намагничивания они обладают еще другими свойствами, которые отличают их от **слабомагнитных веществ** – диа- и парамагнетиков. Если для последних индукция собственного магнитного поля \dot{B}' пропорциональна индукции \dot{B}_0 намагничивающего поля, то для ферромагнетиков это нелинейная зависимость.

5.1. Магнитные моменты в веществе

Для объяснения многих магнитных явлений можно использовать квазиклассическую модель планетарной модели атома. Атомы состоят из ядра и электронов, движущихся вокруг ядра по замкнутым орбитам (*орбитальное движение*). Такое движение каждого электрона аналогично круговому току, который характеризуется магнитным моментом \vec{p}_m (рис. 43).

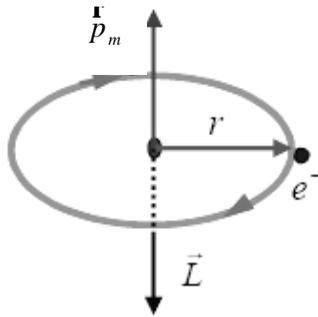


Рис. 43. Орбитальный магнитный момент электрона в атоме

Магнитный момент, обусловленный орбитальным движением электрона, называется *орбитальным магнитным моментом электрона* \vec{p}_m . Движущийся по орбите электрон обладает моментом импульса \vec{L} , который называют *орбитальным механическим моментом электрона*. Направления векторов \vec{L} и \vec{p}_m противоположны, так как направление орбитального тока противоположно направлению движения электрона (рис. 43).

Помимо орбитального момента импульса электрон обладает *собственным механическим моментом*, называемым *спином* (\vec{L}_s). Спино соответствует *собственный магнитный момент атома* \vec{p}_{ms} , значение которого было впервые определено экспериментально немецкими физиками О. Штерном и В. Герлахом в опытах, поставленных ими в 1922 г.

Полный механический и магнитный моменты любого многоэлектронного атома получаются векторным суммированием орбитальных

и спиновых моментов атомов. Сложение при этом проводится по специальным квантово-механическим законам.

Ядра атомов также обладают магнитными моментами. Однако, вклад ядерного магнетизма в общую картину магнитных свойств мал.

Индивидуальные магнитные свойства различных веществ определяются, в первую очередь, строением электронных оболочек атомов, входящих в их состав, и характером взаимодействия между атомами вещества.

5.2. Намагниченность вещества. Напряженность магнитного поля

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных атомов ориентированы хаотично. Поэтому обусловленное ими магнитное поле равно нулю. Вещество, помещенное во внешнее магнитное поле, намагничивается. ***Намагничивание связано с переориентировкой магнитных моментов атомов в определенном направлении.***

Для характеристики намагничивания вещества вводится физическая величина, называемая ***намагниченностью*** \mathbf{J} (или ***вектором намагниченности***), который определяется как *магнитный момент единицы объема вещества*:

$$\mathbf{J} = \frac{\sum_i \mathbf{p}_{mi}}{\Delta V}, \quad (5.1)$$

где \mathbf{p}_{mi} – магнитный момент отдельной молекулы; ΔV – физически малый объем в окрестности рассматриваемой точки. Суммирование проводится по всем молекулам в объеме ΔV .

Если ввести средний магнитный момент молекулы $\langle \mathbf{p}_m \rangle$, то вектор намагниченности равен:

$$\mathbf{J} = n \langle \mathbf{p}_m \rangle, \quad (5.2)$$

где n – концентрация молекул.

Вектор намагниченности связывают не с магнитной индукцией $\dot{\mathbf{B}}$, а с напряженностью поля $\dot{\mathbf{H}}$ – второй характеристикой, которую используют для описания магнитных полей.

Полагают, что в каждой точке магнетика

$$\dot{\mathbf{J}} = \chi \dot{\mathbf{H}}, \quad (5.3)$$

где χ – характерная для каждого магнетика безразмерная величина, называемая *магнитной восприимчивостью*.

Напряженность магнитного поля $\dot{\mathbf{H}}$ – вектор, который искусственно вводят для упрощения изучения магнитного поля в веществе следующим образом:

$$\dot{\mathbf{H}} = \frac{\dot{\mathbf{B}}}{\mu_0} - \dot{\mathbf{J}}. \quad (5.4)$$

Напряженность магнитного поля $\dot{\mathbf{H}}$ не зависит от среды, в которой оно возбуждается. Эта величина имеет смысл характеристики поля токов проводимости (макротоков, текущих по проводникам). В отличие от напряженности поля, индукция магнитного поля $\dot{\mathbf{B}}$ имеет смысл характеристики поля всех токов в среде, которое состоит из поля токов проводимости и молекулярных токов.

Внутри любого магнетика индукция магнитного поля $\dot{\mathbf{B}} = \dot{\mathbf{B}}_0 + \dot{\mathbf{B}}'$ характеризуется с учетом формул (5.4) и (5.3) выражением:

$$\dot{\mathbf{B}} = \mu_0 \dot{\mathbf{H}} + \mu_0 \dot{\mathbf{J}} = \mu_0 \dot{\mathbf{H}} + \mu_0 \chi \dot{\mathbf{H}}, \text{ или } \dot{\mathbf{B}} = \mu_0 (1 + \chi) \dot{\mathbf{H}}, \quad (5.5)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Безразмерная величина называется *относительной магнитной проницаемостью* вещества (или *магнитной проницаемостью*):

$$\mu = 1 + \chi. \quad (5.6)$$

Соотношение (5.5) можно переписать в виде:

$$\dot{B} = \mu_0 \mu \dot{H}. \quad (5.7)$$

Для вакуума физические величины \dot{B} и \dot{H} связаны между собой равенством, которое справедливо и для воздуха, так как $\mu_{\text{возд}} \approx 1$:

$$\dot{B}_0 = \mu_0 \dot{H}, \quad (5.8)$$

где \dot{B}_0 – индукция магнитного поля в вакууме.

Выразив индукцию магнитного поля в веществе (формула (5.7)) через индукцию в вакууме (формула (5.8)), получим формулу, характеризующую *физический смысл магнитной проницаемости*:

$$\mu = \frac{B}{B_0}. \quad (5.9)$$

Магнитная проницаемость – величина, показывающая, во сколько раз магнитная индукция в данной среде отличается от величины магнитной индукции в вакууме.

Величины χ и μ используются для классификации веществ по магнитным свойствам:

1) $\chi < 0$, $\mu < 1$ – диамагнетики (CO_2 , N_2 , H_2O , Ag и др.); вектор намагниченности направлен в сторону, противоположную вектору напряженности магнитного поля, $\dot{J} \uparrow \downarrow \dot{H}$;

2) $\chi > 0$, $\mu > 1$ – парамагнетики (O_2 , Al, Pt, FeCl_3 и др.); вектор намагниченности и вектор напряженности магнитного поля совпадают по направлению, $\dot{J} \uparrow \uparrow \dot{H}$.

Парамагнетики, у которых $\chi > 0$, по численному значению χ подразделяются на собственные парамагнетики (у которых $\chi \ll 1$, $|\chi| \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$) и ферромагнетики (у которых χ достигает очень больших значений, $\chi \approx 10^3 \div 10^6$).

Магнитные свойства диамагнетиков и собственных парамагнетиков выражены очень слабо. Они незначительно изменяют внешнее

магнитное поле. Величина μ для них мало отличается от единицы. Например, для воды $\mu = 0,999991$, а для алюминия $\mu = 1,000021$.

Природа диамагнетизма хорошо объясняется с точки зрения планетарной модели атома. У диамагнитных веществ суммарный магнитный момент электронов в атомах и молекулах равен нулю. При внесении диамагнетика во внешнее магнитное поле возникает прецессия электронных орбит и их магнитных моментов вокруг силовых линий индукции магнитного поля \dot{B}_0 . Тем самым возникает добавочное движение электронов, т. е. индукционный ток. Направление индукционного тока таково, что созданное им магнитное поле \dot{B}' противодействует причине, вызывающей его (в соответствии с правилом Ленца), т. е. направлено противоположно внешнему полю \dot{B}_0 : $\dot{B}' \uparrow \downarrow \dot{B}_0$. Поэтому поле в диамагнетиках оказывается несколько слабее внешнего поля.

Диамагнитный эффект наблюдается у всех веществ, так как орбитальное движение присуще каждому электрону. Однако, не все вещества являются диамагнетиками. Это связано с тем, что у парамагнетиков суммарный магнитный момент электронов не равен нулю. Этот момент при помещении вещества в магнитное поле ориентируется по направлению этого поля. У парамагнетиков диамагнитный эффект маскируется гораздо более сильным парамагнитным эффектом.

5.3. Ферромагнетики

Ферромагнетики составляют особый класс веществ, которые обладают намагниченностью даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

Такое название они получили по своему наиболее распространенному представителю – железу (Fe).

Ферромагнетики – сильномагнитные вещества, их намагничивание в $10^6 \div 10^8$ раз может превосходить намагничивание диа- и парамагнетиков – слабомагнитных веществ.

Среди чистых химических элементов ферромагнитными свойствами обладают переходные металлы группы железа (железо Fe, кобальт Co, никель Ni) и редкоземельные металлы (гадолиний Gd,

тербий Tb, диспрозий Dy, гольмий Ho, эрбий Er, тулий Tm). Кроме того, ферромагнетиками является большое количество сплавов этих и некоторых других металлов.

Ферромагнетизм присущ всем этим веществам только в кристаллическом состоянии.

Рассмотрим особые свойства ферромагнетиков.

1. Высокая магнитная проницаемость ($m \gg 1$), сложным образом зависящая от напряженности магнитного поля \dot{H} . Поскольку $\mu = 1 + \chi$, то магнитная восприимчивость $\chi \gg 0$ также зависит от напряженности магнитного поля.

Типичная зависимость $\mu(H)$ приведена на рис. 44, а. В справочных таблицах обычно приводятся значения максимальной магнитной проницаемости материала.

2. Нелинейная зависимость величин вектора намагниченности \dot{J} и индукции магнитного поля \dot{B} от напряженности магнитного поля \dot{H} (рис. 44 б, в).

3. Наличие магнитного гистерезиса в зависимостях между величинами J и H , или B и H , и остаточной намагниченности после снятия внешнего магнитного поля (рис. 45).

4. Существование температуры, называемой точкой Кюри, при нагревании выше которой ферромагнетик теряет свои ферромагнитные свойства и ведет себя как обычный парамагнетик.

Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый **гистерезис**: зависимость намагничивания от напряженности внешнего магнитного поля оказывается неоднозначной и определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнетика.

Кривая намагничивания $B(H)$ ферромагнетика представляет собой петлю сложной формы, которая называется **петлей гистерезиса** (см. рис. 45).

Если первоначально не намагниченный ферромагнетик намагничивать, увеличивая поле H от нуля до значения H_1 , наступает магнитное насыщение – намагниченность образца достигает максимального значения $B_{нас}$ (точка А на рис. 45). Если затем уменьшать поле от $+H_1$ до $-H_1$, то кривая намагничивания, как показывает опыт, пойдет не по прежнему пути OA_1A , а выше этой кривой. Если далее изменять напряженность поля в обратном направлении от $-H_1$ до $+H_1$, то кривая намагничивания пройдет ниже кривой OA_1A .

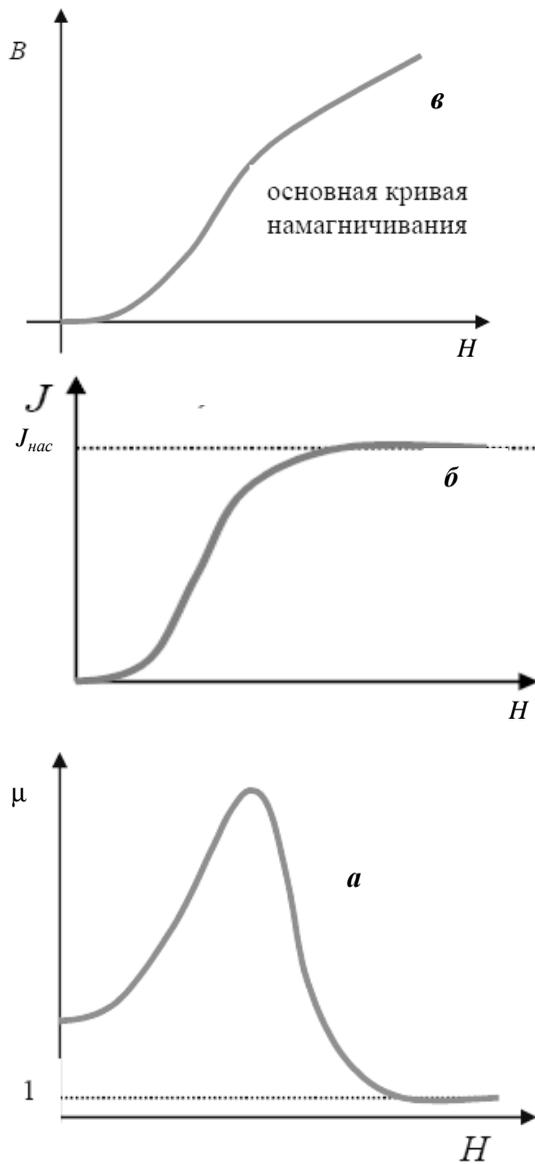


Рис. 44. Зависимости магнитной проницаемости μ (а), намагниченности J (б) и магнитной индукции B (в) в ферромагнетиках от напряженности магнитного поля H

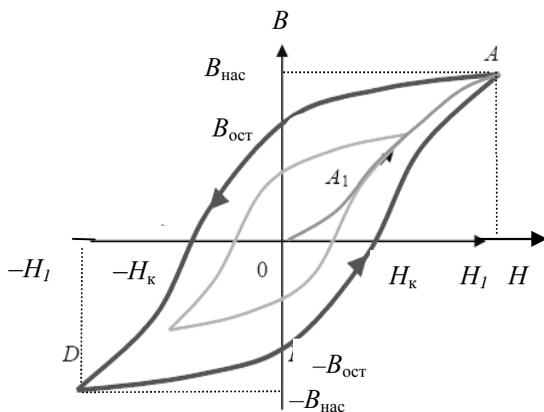


Рис. 45. Петля гистерезиса

Из рис. 45 видно, что при $H = 0$ индукция B не обращается в нуль. Величина индукции магнитного поля в ферромагнетике, численно равная значению $B_{\text{ост}}$ на оси ординат, называется **остаточной индукцией**, а соответствующая ей величина J – **остаточной намагниченностью**.

С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов в природе, т. е. тех, которые без макроскопических токов создают магнитное поле.

Для того, чтобы индукция поля в веществе стала равной нулю, надо, изменив направление внешнего поля, довести H до значения $-H_{\text{к}}$, которое принято называть **коэрцитивной силой**. Далее процесс перемагничивания может быть продолжен, как это указано стрелками на рис 45.

В связи с неоднозначностью зависимости B от H понятия относительной магнитной проницаемости и магнитной восприимчивости ферромагнетиков применяются лишь к основной кривой намагничивания, соответствующей намагничиванию ферромагнетика, ранее не подвергавшегося намагничиванию.

Значения остаточного намагничивания и коэрцитивной силы для разных ферромагнетиков меняются в широких пределах. По величине коэрцитивной силы ферромагнетики делятся на **магнитно-мягкие** (материалы для трансформаторов, электромоторов, генераторов и т. д.) и **магнитно-жесткие** (постоянные магниты).

Мягкие ферромагнетики имеют узкую петлю гистерезиса и малые значения коэрцитивной силы. Для *жестких ферромагнетиков* характерны широкая петля гистерезиса и большие значения коэрцитивной силы. *Площадь петли гистерезиса характеризует энергию, которую необходимо затратить для перемагничивания ферромагнетика.*

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений.

Остановимся на качественном объяснении ферромагнетизма, не привлекая математического аппарата квантовой механики.

Структурные исследования показывают, что в отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнитный образец можно рассматривать как совокупность большого числа малых (но макроскопических, размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см) *самопроизвольно намагниченных пространственных областей, называемых доменами*. Каждый домен представляет собой маленький магнит со своим магнитным моментом (рис. 46, а).

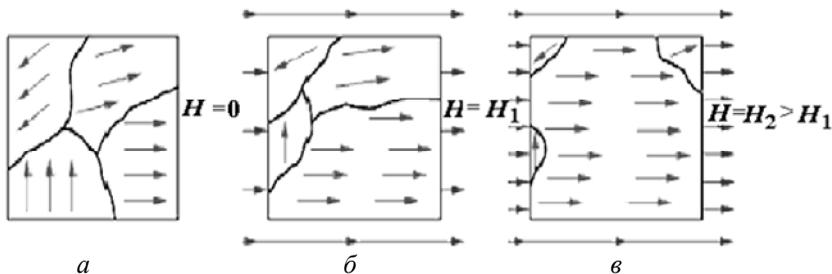


Рис. 46. Намагничивание доменов в ферромагнетике

Доменную структуру вещества можно наблюдать экспериментально методом порошковых фигур и при пропускании поляризованного света через ферромагнитные пленки.

При отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0$, рис. 46, а) направления магнитных моментов доменов имеют случайный характер и взаимно компенсируются. Такой кристалл в среднем окажется ненамагниченным.

При наложении внешнего магнитного поля ($H = H_1$, рис. 46, б) происходит рост доменов, ориентированных по полю, причем

не всех доменов при определенном H и в неравной степени при увеличении H . Поэтому между B и H существует нелинейная зависимость, что приводит (по аналогии с сегнетоэлектриками) к появлению *магнитного гистерезиса*.

В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение (рис. 4б, в).

Установлено также, что ферромагнитными свойствами могут обладать только кристаллические вещества, в атомах которых имеются недостроенные внутренние электронные оболочки с некомпенсированными спинами. В подобных кристаллах могут возникать силы, которые вынуждают спиновые магнитные моменты электронов ориентироваться параллельно друг другу, что и приводит к возникновению областей спонтанного намагничивания. Эти силы, называемые обменными силами, имеют квантовую природу — они обусловлены волновыми свойствами электронов.

Так как ферромагнетизм наблюдается только в кристаллах, а они обладают анизотропией, то в монокристаллах ферромагнетиков должна иметь место анизотропия магнитных свойств (их зависимость от направления в кристалле). Действительно, опыт показывает, что в одних направлениях в кристалле его намагниченность при данном значении напряженности магнитного поля наибольшая (направление легчайшего намагничивания), в других — наименьшая (направление трудного намагничивания).

При нагревании веществ возрастает энергия теплового движения молекул (атомов) вещества, и степень ориентации их магнитных моментов снижается. В результате у парамагнетиков и ферромагнетиков уменьшается намагниченность, что приводит к снижению магнитной проницаемости μ при неизменном значении напряженности внешнего магнитного поля. При некоторой температуре $T = T_K$ (T_K называют *точкой Кюри*) атомы ферромагнетика приобретают настолько высокую энергию теплового хаотического движения, что это приводит к разрушению доменной структуры. *Поэтому при температуре Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком.*

Зависимость магнитной восприимчивости χ (соответственно и относительной магнитной проницаемости μ) от температуры для различных магнетиков различна. Для диамагнетиков χ от температуры

не зависит. Для парамагнетиков имеет место зависимость, определяемая законом Кюри

$$\chi = \frac{C}{T},$$

где C – постоянная Кюри, различная для разных парамагнетиков.

Для ферромагнетиков в достаточно большом интервале температур χ почти не зависит от температуры, однако при температурах выше точки Кюри T_K тепловое движение разрушает параллельную ориентацию спиновых магнитных моментов, т. е. домены перестают существовать, и ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри-Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T - T_K},$$

где C – постоянная, зависящая от рода вещества.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Цель работы: экспериментально изучить зависимости индукции магнитного поля $B(H)$ в исследуемом ферромагнетике и магнитной проницаемости $\mu(H)$ данного ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки приведены на рис. 47. Из исследуемого ферромагнетика (в данной работе трансформаторного железа) изготовлен замкнутый сердечник (рис. 47, а).

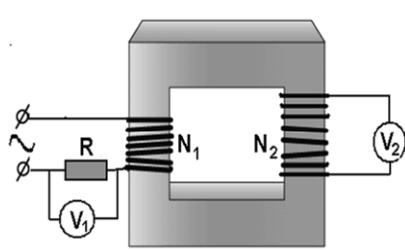
На сердечник намотаны две катушки – намагничивающая N_1 (с числом витков N_1) и измерительная N_2 (с числом витков N_2). Катушка N_1 служит для создания намагничивающего поля. Переменный ток в этой катушке создает в сердечнике магнитное поле, напряженность которого, в соответствии с законом полного тока (см. теорему о циркуляции вектора напряженности магнитного поля), равна:

$$H(t) = \frac{N_1 I(t)}{l},$$

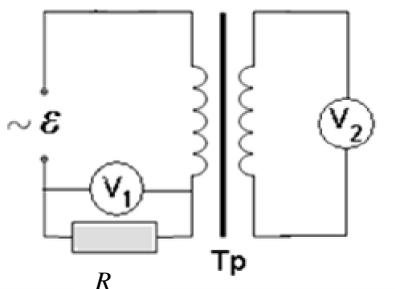
где $I(t) = I_m \cos \omega t$ – сила тока в намагничивающей катушке;

l – длина сердечника по средней линии;

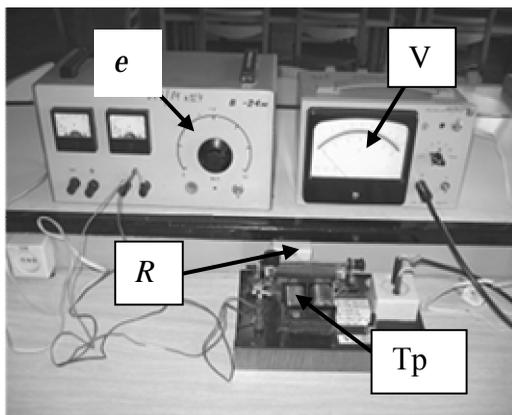
ω – циклическая частота переменного тока.



a



б



в

Рис. 47. Внешний вид ферромагнитного образца (*a*), принципиальная схема (*б*) и общий вид (*в*) лабораторной установки:
 ϵ – регулируемый источник переменного тока;
 V – вольтметр для измерения напряжений U_1 и U_2 ; R – резистор;
 Tp – замкнутый сердечник из исследуемого ферромагнетика с намагничивающей и измерительной обмотками

Максимальное значение H_m напряженности магнитного поля в сердечнике пропорционально амплитудному значению тока I_m , которое связано с измеряемым действующим значением тока соотношением $I_m = I_1\sqrt{2}$:

$$H_m = \frac{N_1 I_m}{l} = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l}.$$

Силу тока I_1 в цепи намагничивающей катушки определяем по закону Ома, измеряя действующее значение напряжения U_1 с помощью вольтметра V_1 и зная сопротивление R :

$$I_1 = \frac{U_1}{R}.$$

С учетом этого получаем выражение для вычисления H_m по измеряемому вольтметром V_1 действующему напряжению U_1 :

$$H_m = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l} = \frac{N_1 U_1 \sqrt{2}}{Rl}. \quad (5.10)$$

Магнитную индукцию B в сердечнике определяем по величине ЭДС, индуцированной в измерительной катушке.

При прохождении переменного тока в катушке N_1 во второй, измерительной, катушке N_2 возникает ЭДС индукции, которая по закону Фарадея равна скорости изменения магнитного потока в ней:

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt},$$

где $\Phi = N_2 SB$ – поток вектора магнитной индукции \vec{B} ; S – площадь поперечного сечения сердечника.

Индукция магнитного поля в сердечнике из исследуемого ферромагнетика изменяется по закону:

$$B(t) = B_m \cos \omega t,$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота колебаний индукции магнитного поля, $\nu = 50$ Гц – частота переменного тока в сети. С учетом этого получаем:

$$\mathcal{E}(t) = N_2 S B_m \omega \sin \omega t .$$

Максимальное значение ЭДС индукции будет равно:

$$\mathcal{E}_m = N_2 S B_m \omega = N_2 S B_m 2\pi\nu ,$$

откуда

$$B_m = \frac{\mathcal{E}_m}{N_2 S 2\pi\nu} .$$

Так как вольтметр V_2 измеряет действующее значение ЭДС индукции $U_2 = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}}$, запишем выражение для вычисления B_m по измеряемому вольтметром V_2 действующему напряжению U_2 :

$$B_m = \frac{U_2 \sqrt{2}}{N_2 S 2\pi\nu} . \quad (5.11)$$

Учитывая связь магнитной индукции и напряженности магнитного поля $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, магнитную проницаемость для каждого значения тока в намагничивающей катушке определим по формуле:

$$\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} . \quad (5.12)$$

В условиях опыта $\omega = 2\pi\nu = 314$ рад/с.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с лабораторной установкой и ее принципиальной схемой. Проверьте правильность сборки установки (рис. 47).

2. Запишите в таблицу данные схемы, которые указаны на установке.

Таблица

Данные схемы: $R = \underline{\hspace{2cm}}$ Ом; $N_1 = \underline{\hspace{2cm}}$; $N_2 = \underline{\hspace{2cm}}$; $l = \underline{\hspace{2cm}}$ м; $S = \underline{\hspace{2cm}}$ м ²					
№ измерения	U ₁ , В	U ₂ , В	H _m , А/м	B _m , Тл	μ
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
6.					
7.					
8.					
9.					
10.					
11.					
12.					
13.					
14.					
15.					

3. Изменяя напряжение U_1 от 0,2 В до 1 В с шагом 0,1 В и далее по указанию преподавателя, измерьте соответствующие напряжения U_2 и занесите значения U_1 и U_2 в таблицу (при положении тумблера V_1 вольтметр измеряет значение U_1 ; при положении тумблера V_2 вольтметр измеряет значение U_2).

4. Для каждого измерения рассчитайте $H_m = \frac{N_1 U_1 \sqrt{2}}{Rl}$, $B_m = \frac{U_2 \sqrt{2}}{N_2 S 2\pi v}$,

$$\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}.$$

5. По экспериментальным данным постройте графики зависимостей $B = f(H)$ и $m = f(H)$.

6. Сделайте и запишите выводы по работе.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Дайте определение и запишите формулу относительной магнитной проницаемости среды.

2. На какие классы делятся все вещества по своим магнитным свойствам? Укажите интервалы изменения относительной магнитной проницаемости для каждого из этих классов веществ.

3. Как ведут себя парамагнетики во внешнем магнитном поле?

4. Дайте определение и запишите формулу намагниченности.

5. Запишите формулу вектора напряженности магнитного поля.

6. Запишите формулу связи векторов индукции и напряженности магнитного поля.

7. Какие отличительные свойства ферромагнетиков вы знаете?

8. В чем заключается явление магнитного гистерезиса?

9. Что называется остаточной индукцией?

10. Что такое коэрцитивная сила?

11. Что называется доменом?

II уровень

12. Чем объясняется явление ферромагнетизма? Как происходит намагничение ферромагнетика?

13. Нарисуйте и объясните график зависимости $J(H)$ для ферромагнетика.

14. Почему и когда величина вектора намагничения ферромагнетика при увеличении напряженности внешнего магнитного поля достигает насыщения?

15. Объясните вид зависимости $B(H)$. Сравните ее с полученной экспериментальной зависимостью.

16. Какой вид ожидаемой зависимости $\mu(H)$? Объясните его и сравните с полученной экспериментальной зависимостью.

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА У ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Цель работы: получить петлю гистерезиса для трансформаторного железа и экспериментально определить его ферромагнитные характеристики.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки приведены на рис. 48.

На замкнутый сердечник из ферромагнитного материала намотаны две обмотки – намагничивающая с числом витков N_1 и измерительная с числом витков N_2 . Переменный ток, протекающий по намагничивающей обмотке, содержащей N_1 витков, создает переменное магнитное поле. Напряженность этого поля H в каждый момент времени пропорциональна мгновенному значению тока I и определяется по формуле

$$H = \frac{N_1 I}{l},$$

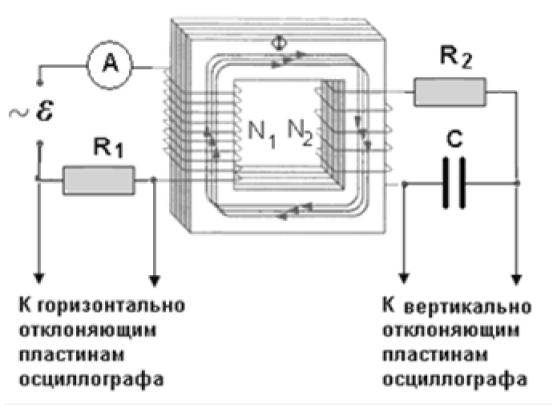
где l – длина сердечника по средней линии; сила тока в намагничивающей катушке меняется по закону $I(t) = I_m \cos \omega t$; ω – циклическая частота переменного тока.

На горизонтально отклоняющие пластины «X» осциллографа подается напряжение U_x с сопротивлением R_1 , пропорциональное току в первичной обмотке: $U_x = U_1 = I_1 R_1$.

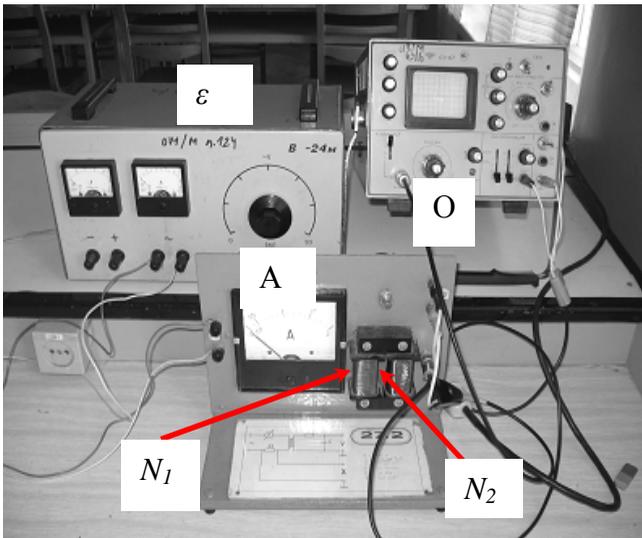
Отклонение луча в горизонтальном направлении l_{xm} пропорционально амплитудному значению тока, а значит, и амплитудному значению напряженности магнитного поля H_m , которое определяется формулой:

$$H_m = \frac{N_1 I_m}{l} = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l}, \quad (5.13)$$

где I_1 – эффективное значение тока, измеряемое амперметром.



a



б

Рис. 48. Принципиальная схема (*a*) и общий вид (*б*) лабораторной установки:
 ε – источник переменного тока; O – осциллограф; A – амперметр;
 N_1 и N_2 – число витков в соответствующих обмотках

Масштаб горизонтальной оси h (рис. 49) рассчитывают как $h = \frac{H_m}{l_{xm}}$. Напряженность поля, соответствующую той или иной точке петли гистерезиса, можно рассчитать по формуле $H = hl_x$ (l_x и l_{xm} записываем в таблицу в больших делениях шкалы осциллографа, например, на рис. 49 $l_{xm} = 2,4$).

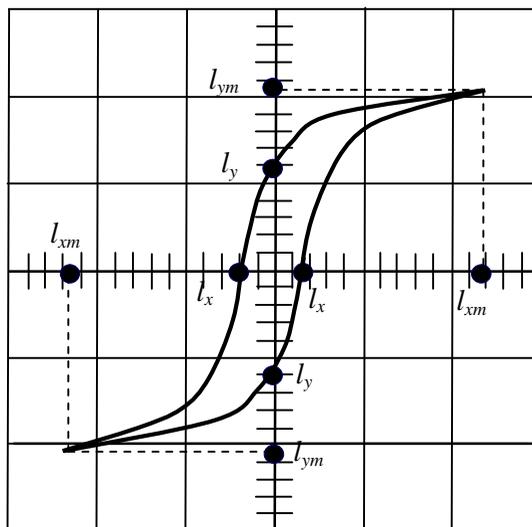


Рис. 49. Вид петли гистерезиса на экране осциллографа

При прохождении переменного тока в намагничивающей обмотке возникает электродвижущая сила индукции (ЭДС) в измерительной обмотке, которая по закону Фарадея равна скорости изменения магнитного потока в ней:

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt}, \quad (5.14)$$

где $\Phi = N_2 SB$ – поток вектора магнитной индукции \vec{B} ; N_2 – число витков в измерительной обмотке; S – площадь поперечного сечения сердечника.

Во вторичной обмотке протекает ток I_2 . ЭДС индукции \mathcal{E} можно выразить как сумму падений напряжений на отдельных участках цепи:

$$\mathcal{E} = I_2 R_2 + L \frac{dI_2}{dt} + U_C,$$

где $I_2 R_2$ – падение напряжения на сопротивлении R_2 ; $L \frac{dI_2}{dt}$ – ЭДС самоиндукции в измерительной обмотке; U_C – напряжение на конденсаторе емкостью C .

Напряжение U_C выражается формулой $U_C = \frac{Q}{C} = \frac{1}{C} \int_0^t I_2 dt$. Сопро-

тивление R_2 выбрано так, что $I_2 R_2 \gg L \frac{dI_2}{dt} + U_C$. Тогда $\mathcal{E} \approx I_2 R_2$.

Откуда с учетом формулы (5.14) получим:

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}}{R_2} = - \frac{N_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt},$$

$$U_C = \frac{1}{C} \int_0^t I_2 dt = \frac{1}{C} \int_0^t \frac{N_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt} dt = \frac{N_2 S}{CR_2} \int_0^t dB = \frac{N_2 S}{CR_2} B, \quad (5.15)$$

т. е. U_C пропорционально B . Это значит, что на вертикально отклоняющие пластины осциллографа подается напряжение $U_y = U_C$, пропорциональное индукции магнитного поля B . Поэтому отклонение луча в вертикальном направлении l_{ym} пропорционально максимальному значению индукции магнитного поля B_m .

Из формулы (5.15) получаем выражение для B_m :

$$B_m = \frac{CR_2}{N_2 S} U_{Cm}. \quad (5.16)$$

Таким образом, при использовании данной лабораторной установки на горизонтально отклоняющие пластины «X» осциллографа подается напряжение, пропорциональное напряженности магнитного поля H , а на вертикально отклоняющие пластины «Y» – напряжение, пропорциональное индукции магнитного поля B . На экране осциллографа можно наблюдать петлю гистерезиса $B(H)$. Электронный луч на экране осциллографа описывает петлю гистерезиса за один период синусоидального изменения тока в намагничивающей обмотке, за каждый следующий период в точности повторяет ее. Поэтому на экране петля наблюдается неподвижной.

Размер петли можно варьировать путем изменения напряжения, подводимого к намагничивающей катушке N_1 . При увеличении напряжения амплитуда колебаний напряженности H будет увеличиваться. И на экране будет наблюдаться последовательный ряд разных по размерам петель гистерезиса.

Масштаб вертикальной оси равен

$$b = \frac{B_m}{l_{ym}} = \frac{CR_2}{N_2 S} \cdot \frac{U_{Cm}}{l_{ym}},$$

где $\frac{U_{Cm}}{l_{ym}} = k$ – масштабный коэффициент отклонения луча осциллографа по вертикальной оси. Этот коэффициент определяется по положению переключателя В/дел калиброванной шкалы «Y» осциллографа. Тогда

$$b = \frac{CR_2}{N_2 S} k.$$

Индукцию магнитного поля, соответствующую любой точке петли гистерезиса, можно получить по формуле $B = bl_y$.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки.

2. Ознакомьтесь с правилами пользования осциллографом.
3. Включите осциллограф и источник питания в сеть.
4. Запишите данные схемы, указанные на установке, в табл. 1.

Таблица 1

Данные схемы: $N_1 = \underline{\hspace{1cm}}$; $N_2 = \underline{\hspace{1cm}}$; $R_2 = \underline{\hspace{1cm}}$ Ом; $C = \underline{\hspace{1cm}}$ Ф; $l = \underline{\hspace{1cm}}$ м; $S = \underline{\hspace{1cm}}$ м ²					
I_1 , А	k , В/дел	l_{xm} , дел	l_{ym} , дел	l_x , дел	l_y , дел

5. Регулируя ток I_1 (в пределах от 0 до 1,5 А) и изменяя положение переключателя В/дел осциллографа, получите хорошее изображение петли гистерезиса на экране осциллографа. Запишите показания амперметра I_1 и масштабный коэффициент отклонения луча осциллографа по вертикальной оси «к» (положение переключателя В/дел).

6. Зарисуйте петлю гистерезиса в масштабе 1 : 1 на миллиметровой бумаге. Занесите параметры петли гистерезиса l_x , l_{xm} , l_y , l_{ym} в табл. 1.

7. Рассчитайте масштаб вертикальной оси по формуле $b = \frac{CR_2}{N_2 S} k$

и индукцию $B_m = bl_{ym}$, а затем величину остаточной индукции $B_{ост} = bl_y$.

8. Рассчитайте максимальное значение напряженности магнитного поля по формуле $H_m = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l}$.

9. Определите масштаб горизонтальной оси $h = \frac{H_m}{l_{xm}}$ и коэрцитивную силу $H_k = hl_x$.

10. Определите относительную магнитную проницаемость ферромагнетика в состоянии насыщения по формуле $\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}$.

11. Занесите полученные значения в табл. 2.

Таблица 2

H_m , А/м	h , $\frac{\text{А/м}}{\text{дел}}$	b , $\frac{\text{Тл/м}}{\text{дел}}$	B_m , Тл	H_k , А/м	$B_{ост}$, Тл	μ

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Какие вещества называются пара-, диа- и ферромагнетиками?
2. Почему индукция магнитного поля в веществе отличается от индукции магнитного поля в вакууме?
3. Перечислите основные отличительные свойства ферромагнетиков.
4. Что представляют собой домены? Как происходит намагничение ферромагнетика?
5. Что показывает относительная магнитная проницаемость?
6. В каких пределах может изменяться относительная магнитная проницаемость ферромагнетиков?
7. Нарисуйте предельную (максимальную) петлю гистерезиса. Покажите на ней точки, соответствующие остаточной намагниченности и коэрцитивной силе.
8. Чему равна площадь петли гистерезиса?
9. Какие ферромагнетики называются магнитно-мягкими, а какие – магнитно-жесткими?

II уровень

10. Приведите и объясните график зависимости магнитной индукции (B) от напряженности магнитного поля (H) для ферромагнетика.
11. Нарисуйте петли гистерезиса магнитно-мягкого и магнитно-жесткого ферромагнетика.
12. В чем заключается явление магнитострикции?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧКИ КЮРИ ФЕРРОМАГНЕТИКА

Цель работы: экспериментально определить температуру (точку) Кюри исследуемого ферромагнетика.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Внешний вид образца и схема лабораторной установки приведены на рис. 50.

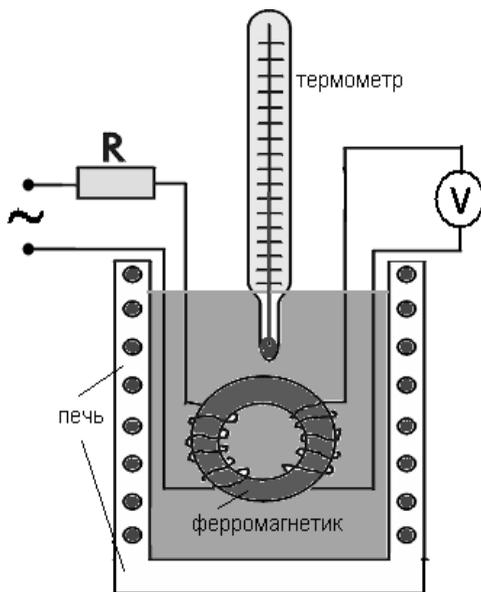


Рис. 50. Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки

Сердечник из исследуемого ферромагнетика, имеющий две обмотки, помещается в трубчатую печь. Температура в печи контролируется с помощью термометра. Одна обмотка подключается к источнику переменного тока последовательно с сопротивлением R , ограничивающим ток. Вторая обмотка подключена

к вольтметру. При прохождении переменного тока через первую обмотку во второй возникает ЭДС индукции

$$\mathcal{E}(t) = -N \frac{d\Phi}{dt},$$

где N – число витков во второй катушке, $\frac{d\Phi}{dt}$ – скорость изменения магнитного потока.

Магнитный поток равен

$$\Phi = BS = \mu\mu_0 HS,$$

где S – площадь одного витка.

Следовательно, величину ЭДС во второй обмотке можно записать $\mathcal{E} = -\mu\mu_0 NS \frac{dH}{dt}$, где $\frac{dH}{dt}$ определяется изменением тока в первой обмотке. При нагревании сердечника до температуры, соответствующей точке Кюри, магнитная проницаемость μ уменьшается от больших значений до 1. Вследствие этого уменьшается ЭДС во второй обмотке. Определяя экспериментально, при какой температуре начинает уменьшаться измеряемое напряжение второй обмотки, можно определить точку Кюри.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки.
2. Включите вольтметр и регулируемый источник питания. Установите величину силы тока (напряжения) с помощью регулируемого источника питания по указанию преподавателя.
3. Включите нагревательную печь и через каждые 5 °С записывайте в таблицу показания вольтметра. Когда напряжение начнет уменьшаться, показания записывайте через каждый 1 °С.

Таблица

$t, ^\circ\text{C}$																			
U, мВ	Нагревание																		
	Охлаждение																		
	Среднее значение																		

4. Когда измеряемое напряжение перестанет уменьшаться, выключите печь и записывайте показания вольтметра при охлаждении при тех же значениях температуры.

5. По средним значениям напряжения для каждой температуры из таблицы постройте график зависимости напряжения от температуры $U = f(t)$.

6. Определите точку Кюри по кривой графической зависимости $U = f(t)$.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Как ведут себя диамагнетики во внешнем магнитном поле?
2. Как ведут себя парамагнетики во внешнем магнитном поле?
3. Дайте определение вектора намагничивания (намагниченности) магнетика.
4. Что такое магнитная восприимчивость вещества?
5. Что показывает магнитная проницаемость?
6. Какие значения имеет магнитная восприимчивость у диамагнетиков, парамагнетиков, ферромагнетиков?
7. Какие отличительные свойства ферромагнетиков вы знаете?
8. Что называется остаточной индукцией?
9. Что такое коэрцитивная сила?
10. Что такое «точка Кюри»? Чем объясняется ее существование?

II уровень

11. Почему и когда величина вектора намагничения при увеличении напряженности внешнего магнитного поля достигает насыщения, магнитная восприимчивость падает до нуля?

12. Чем объясняется явление ферромагнетизма? Как происходит намагничение ферромагнетика?

13. Почему индукция магнитного поля в веществе отличается от индукции магнитного поля в вакууме?

14. Будет ли постоянный магнит притягивать железные опилки, если его нагреть выше температуры Кюри и медленно охладить? Ответ объясните.

6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

Выполнение предыдущих лабораторных работ по магнетизму подтверждает, что электрический ток создает магнитное поле, и что со стороны магнитного поля на электрический ток действует сила. Возникает вопрос: если электрический ток создает магнитное поле, не может ли магнитное поле создавать электрический ток? Подобный вопрос поставил перед собой в 20-х гг. 19 в. гениальный английский ученый-самоучка Майкл Фарадей. И в 1831 г. он экспериментально обнаружил, что *при изменении магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, в нем возникает электрический ток.*

Это явление было названо *электромагнитной индукцией* («индукция» означает «наведение»). Возникающий при этом ток получил название *индукционного тока* (*ток, возникающий при явлении электромагнитной индукции*).

М. Фарадей в результате своих опытов (см. конспект лекций и учебник), в которых он использовал проводящую рамку, замкнутую на гальванометр, и магнитное поле катушки с током, обнаружил, что индукционный ток можно вызвать двумя различными способами:

1-й способ – перемещение проводящей рамки в магнитном поле неподвижной катушки;

2-й способ – изменение магнитного поля \vec{B} , создаваемого катушкой, за счет ее движения или вследствие изменения силы тока I в ней (или того и другого вместе). Рамка при этом остается неподвижной.

Основные свойства индукционного тока:

1. *Возникает всегда, когда происходит изменение магнитного потока через площадь, ограниченную контуром.*

2. *Сила тока не зависит от способа изменения потока магнитной индукции, а определяется лишь скоростью его изменения.*

Открытие М. Фарадея явления электромагнитной индукции является одним из наиболее фундаментальных открытий, которое способствовало колоссальному техническому прогрессу человечества. Все технические изобретения, связанные с переменным током и электромагнитными волнами, являются результатом использования закона электромагнитной индукции.

6.1. Электродвижущая сила индукции. Правило Ленца

Возникновение индукционного тока в опытах Фарадея указывает на наличие в цепи электродвижущей силы. Эта ЭДС называется *электродвижущей силой электромагнитной индукции (ЭДС индукции)* \mathcal{E}_i (ЭДС – работа по перенесению единичного заряда по замкнутому контуру).

Строго говоря, в опытах Фарадея при изменении магнитного потока возникает не определенный ток (который зависит от сопротивления), а определенная ЭДС.

Рассмотрим, как возникает ЭДС индукции, а, следовательно, и индукционный ток в постоянном магнитном поле. Пусть проводник без тока длиной l движется в магнитном поле со скоростью $\dot{\mathbf{u}}$. Вектор магнитной индукции \vec{B} направлен как показано на рис. 51, а.

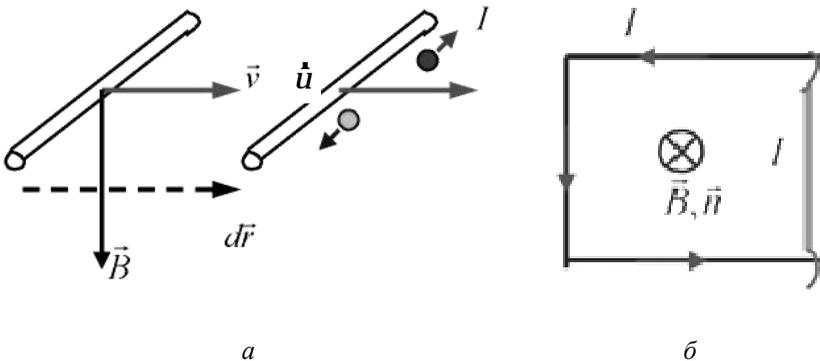


Рис. 51. Возникновение электродвижущей силы электромагнитной индукции в проводнике, находящемся в однородном магнитном поле, при его движении (а – проводник не замкнут) и при изменении площади проводящего контура (б – проводник замкнут)

Если проводник не замкнут (рис. 51, а) и движется в однородном магнитном поле вправо, свободные электроны, содержащиеся в нем, будут двигаться также вправо (по отношению к направлению перемещения проводника). Возникает индукционный ток. Направление этого тока противоположно направлению движения электронов.

На каждый движущийся электрон со стороны магнитного поля действует сила Лоренца. Под действием этой силы электроны должны двигаться к нижнему краю проводника (рис. 51, *a*). В этой части проводника длиной l накапливаются отрицательные заряды, а в верхней – положительные.

Следовательно, при движении проводника, когда он пересекает линии магнитной индукции \vec{B} , на его концах возникает разность потенциалов. Она будет равна ЭДС индукции. Если такой проводник замкнуть, то в цепи пойдет ток. Таким образом, на концах проводника индуцируется ЭДС.

На рис. 51, *б* изображен замкнутый проводящий контур, в котором движущийся в однородном магнитном поле проводник является перемычкой, скользящей со скоростью \vec{v} по двум другим сторонам контура. Направление индукционного тока указано стрелкой.

В рассмотренных примерах сила со стороны магнитного поля играет роль сторонней силы, заставляющей двигаться заряды.

Опытным путем петербургский ученый Эмилий Ленц установил правило, по которому можно определить направление индукционного тока и, соответственно, знак ЭДС индукции (**правило Ленца**): **индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей.**

Другими словами, индукционный ток создает магнитный поток, препятствующий изменению магнитного потока, вызывающего ЭДС индукции.

Правило Ленца выражает важное физическое свойство – стремление системы противодействовать изменению ее состояния. Это свойство называют *электромагнитной инерцией*.

6.2. Закон электромагнитной индукции (закон Фарадея)

ЭДС электромагнитной индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (6.1)$$

Соотношение (6.1) выражает **закон электромагнитной индукции (или закон Фарадея)**.

Закон электромагнитной индукции (выражение (6.1)) справедлив при произвольных движениях и любых деформациях контура.

Напомним, что **магнитный поток (поток вектора \vec{B} магнитной индукции) через элементарную площадку dS** (рис. 52) определяется как скалярное произведение вектора \vec{B} и вектора элементарной площадки $d\vec{S}$:

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B dS \cos(\vec{B} \wedge \vec{n}) = B dS \cos \alpha. \quad (6.2)$$

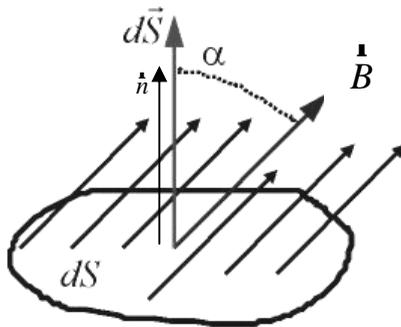


Рис. 52. К определению магнитного потока

Здесь вектор элементарной площадки $d\vec{S} = dS \vec{n}$ равен по модулю величине площадки, а по направлению совпадает с единичным вектором \vec{n} нормали к площадке dS (рис. 52). *Элементарно малой площадкой dS* является настолько малая поверхность, что ее можно считать *плоской*, а магнитное поле в ее пределах – *однородным* ($\vec{B} = \text{const}$). Площадку пронизывают силовые линии однородного поля индукции \vec{B} , составляющие угол α с нормалью к поверхности.

Поток вектора \vec{B} через поверхность S конечного размера определяется интегралом от элементарных потоков по поверхности S :

$$\Phi_B = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B_n \cdot dS. \quad (6.3)$$

Если *магнитное поле однородное*, а поверхность *S плоская*, то:

$$\Phi_B = BS \cos \alpha . \quad (6.4)$$

Единицей измерения магнитного потока в системе СИ является *вебер* (Вб): $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2$.

1 Вб – это магнитный поток, проходящий сквозь плоскую поверхность площадью 1 м^2 , расположенную перпендикулярно однородному магнитному полю, индукция которого равна 1 Тл.

Природа ЭДС индукции. Анализ формул (6.2–6.4) свидетельствует, что магнитный поток может изменяться за счет: а) изменения величины магнитной индукции; б) изменения площади контура; в) изменения положения контура в пространстве. Следовательно, его можно изменять тремя способами.

При изменении площади контура *S* и изменении угла *α* происходит движение проводника и вместе с ним направленное движение зарядов в магнитном поле. Сила Лоренца, действующая на эти направленно движущиеся заряды, разделяет их на положительные и отрицательные. Т. е. *в данном случае сила Лоренца является сторонней силой, которая создает ЭДС индукции.*

При изменении магнитного поля во времени в неподвижном контуре также возникает ЭДС индукции, хотя в этом случае силы Лоренца нет, так как заряды покоятся. Что же в данном случае действует на заряды и заставляет их двигаться вдоль контура?

На неподвижные электрические заряды может действовать только сила со стороны электрического поля. Поэтому остается предположить, что *индукционный ток обусловлен электрическим полем, возникающим при изменении во времени внешнего магнитного поля.* Именно это электрическое поле и ответственно за появление ЭДС индукции в неподвижном контуре.

Однако работа сил потенциального электрического поля по замкнутому контуру равна нулю. О каком электрическом поле может идти речь?

Ответ на этот вопрос дал *великий английский физик Джеймс Максвелл.*

Максвелл предположил, что всякое изменяющееся во времени магнитное поле порождает в окружающем пространстве

вихревое электрическое поле, работа сил которого по замкнутому контуру не равна нулю.

Формула Фарадея (6.1) описывает возникновение ЭДС индукции и в случае движущихся проводников, и в случае неподвижных. Но природа возникновения индукционного тока в этих двух случаях различна. В случае движения проводника в постоянном магнитном поле природой индукционного тока является магнитная сила Лоренца. В случае возникновения ЭДС в неподвижном контуре при изменении во времени магнитного поля сторонними силами, вызывающими движение электронов по замкнутым траекториям, являются силы вихревого электрического поля.

Рассмотрим замкнутый проводящий контур, находящийся в изменяющемся магнитном поле (рис. 53).

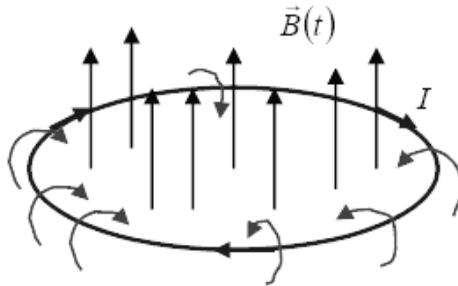


Рис. 53. Замкнутый проводящий контур в переменном магнитном поле

Пусть магнитное поле $\vec{B}(t)$, показанное на рис. 53, возрастает, т. е. возрастает магнитный поток через контур. Появляющийся в контуре индукционный ток направлен таким образом, чтобы его собственное магнитное поле (стрелки на рисунке, охватывающие контур) ослабляло внешнее поле \vec{B} .

Суть явления электромагнитной индукции состоит в сохранении магнитного потока, проходящего через контур. Всякое изменение потока вызывает противодействие его изменению. Это свойство имеет как паразитное влияние, например, при включении высоких напряжений в цепи с катушками индуктивности, так и полезное применение в электротехнике. К примеру, используется в генераторах переменного тока.

6.3. Самоиндукция. Индуктивность

Явление самоиндукции является частным случаем электромагнитной индукции, когда изменяющийся магнитный поток, вызывающий ЭДС индукции, создается изменяющимся током в самом контуре.

Электрический ток в любом контуре создает магнитный поток, пронизывающий этот контур (рис. 54). Изменение тока I в контуре влечет за собой изменение магнитного потока Φ через контур. При изменении потока в контуре возникает ЭДС самоиндукции, которая в соответствии с правилом Ленца препятствует изменению тока в контуре. Это явление носит название самоиндукции.

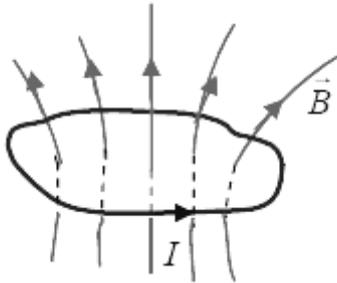


Рис. 54. К закону самоиндукции

*Явление возникновения ЭДС индукции в контуре при изменении в нем силы тока называют **самоиндукцией**, а возникающую при этом в контуре ЭДС – ЭДС самоиндукции.*

Индуктивность. Магнитный поток Φ сквозь контур пропорционален модулю вектора индукции магнитного поля \vec{B} , а индукция магнитного поля \vec{B} (согласно закону Био-Савара-Лапласа) пропорциональна силе тока I в проводнике. Следовательно, магнитный поток, пронизывающий контур, пропорционален силе тока в контуре:

$$\Phi = LI, \quad (6.5)$$

где L – коэффициент пропорциональности, который называют *индуктивностью контура*.

Коэффициент L – *индуктивность контура* – зависит от размеров и формы контура и от магнитных свойств среды (от магнитной проницаемости), в которой находится контур. Если в пространстве нет ферромагнетиков, то индуктивность L не зависит от силы тока в контуре.

Единица индуктивности – генри (Гн) – может быть определена из формулы (6.5):

1 Гн – индуктивность такого контура, магнитный поток самоиндукции которого при силе тока 1 А равен 1 Вб (1 Гн = 1 Вб/А).

Индуктивность длинного соленоида с площадью витков S , в котором на длину l приходится N витков, определяется выражением:

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S = \mu\mu_0 n^2 V, \quad (6.6)$$

где n – число витков на единицу длины; $V = Sl$ – объем соленоида; μ_0 – магнитная постоянная; μ – магнитная проницаемость сердечника (вещества, заполняющего соленоид).

ЭДС самоиндукции. Согласно закону Фарадея, ЭДС самоиндукции равна:

$$\mathcal{E}_{\text{сам}} = \mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Запишем это выражение через индуктивность:

$$\mathcal{E}_{\text{сам}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} \right). \quad (6.7)$$

Формула (6.7) показывает, что ЭДС самоиндукции может появиться как вследствие изменения силы тока в цепи (первое слагаемое), так и при изменении индуктивности контура (второе слагаемое).

Если при изменении тока индуктивность остается постоянной, $L = \text{const}$ (это возможно, когда не меняется конфигурация контура

и нет ферромагнетиков), то выражение для *ЭДС самоиндукции* имеет вид:

$$\varepsilon_{\text{сам}} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (6.8)$$

Таким образом, ЭДС самоиндукции пропорциональна скорости изменения силы тока в контуре.

Знак «минус» в законе самоиндукции, обусловленный правилом Ленца, показывает, что наличие индуктивности в контуре приводит к замедлению изменения силы тока в нем.

ЭДС самоиндукции стремится сохранить ток неизменным: она противодействует току, когда он увеличивается, и поддерживает ток, когда он уменьшается, т. е. здесь ток проявляет «инерционные» свойства.

Эффекты индукции стремятся сохранить постоянным магнитный поток точно так же, как механическая инерция стремится сохранить неизменной скорость тела.

6.4. Цепи переменного тока. Закон Ома для электрической цепи переменного тока

Рассмотрим электрические цепи, содержащие резисторы, конденсаторы и катушки индуктивности, которые подключены к внешнему источнику переменной ЭДС, которая меняется по периодическому закону:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t ,$$

где \mathcal{E}_0 – амплитудное значение ЭДС; ω – циклическая частота.

Известно, что при соблюдении условия квазистационарности $\frac{l}{c} \ll T$, где l – длина рассматриваемой цепи, c – скорость света в вакууме, а T – период электромагнитных колебаний, переменные

токи такой частоты являются квазистационарными, и к ним применим закон Ома.

Рассмотрим по отдельности случаи подключения внешнего источника переменного тока к резистору сопротивлением R , к конденсатору емкостью C , к катушке индуктивности L (рис. 55). Во всех этих случаях напряжения на резисторе, конденсаторе и катушке равны напряжению источника переменного тока.

Резистор в цепи переменного тока. Если к источнику переменной ЭДС подключен только резистор (рис. 55, а), то сила тока будет изменяться в соответствии с изменением ЭДС:

$$I_R = \frac{U_R}{R} = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \omega t ,$$

где I_R и U_R – мгновенные значения силы тока и напряжения на резисторе, $U_R = \mathcal{E}$ согласно правилу Кирхгофа.

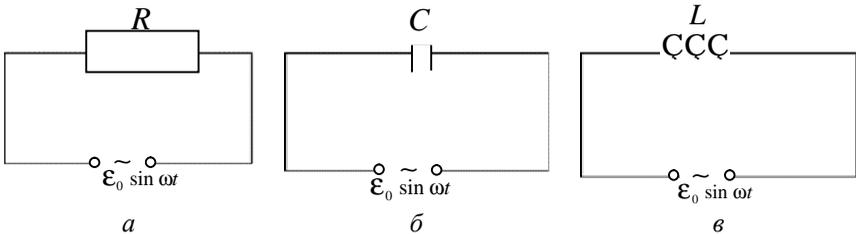


Рис. 55. Цепи переменного тока: а – резистор в цепи переменного тока;
 б – конденсатор в цепи переменного тока;
 в – индуктивность в цепи переменного тока

Амплитудное значение силы тока равно:

$$I_{Rm} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} .$$

Связь между амплитудными значениями силы тока и напряжения на резисторе выражается соотношением:

$$U_{Rm} = I_{Rm} R . \tag{6.9}$$

Фазовый сдвиг между током и напряжением на резисторе равен нулю: в моменты времени, когда напряжение достигает наибольшего значения, сила тока тоже максимальна.

Конденсатор в цепи переменного тока. Если конденсатор подключается непосредственно к источнику постоянного тока, то его обкладки быстро заряжаются одинаковым по величине, но противоположным по знаку зарядом. Постоянный ток при этом через конденсатор не течет.

Если же конденсатор подключить к источнику переменной ЭДС (рис. 55, б), ток в цепи будет течь непрерывно до тех пор, пока приложено переменное напряжение. Это происходит потому, что при включении переменного напряжения конденсатор еще не успевает полностью зарядиться, как меняется полярность напряжения.

По правилу Кирхгофа ЭДС источника в каждый момент времени равна напряжению на обкладках конденсатора:

$$U_C = \frac{q}{C} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (6.10)$$

где q – заряд на обкладках; C – емкость конденсатора. Заряд на обкладках изменяется в фазе с напряжением.

Мгновенное значение тока равно:

$$I = \frac{dq}{dt} = \omega C \mathcal{E}_0 \cos \omega t = I_m \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (6.11)$$

где $I_m = \omega C \mathcal{E}_0$ – амплитудное значение силы тока.

Как видно из формул (6.10) и (6.11), *ток и напряжение не совпадают по фазе: сила тока опережает напряжение на четверть периода* $\left(\frac{\pi}{2} \right)$, она достигает максимального значения на четверть периода раньше, чем напряжение.

Запишем соотношение между амплитудными значениями силы тока и напряжения на конденсаторе по аналогии с законом Ома для этих величин $U_{Rm} = I_{Rm} R$ в случае резистора.

Для этого учтем соотношение $I_m = \omega C \mathcal{E}_0$, вытекающее из формулы (6.11):

$$U_{Cm} = \mathcal{E}_0 = \frac{I_m}{\omega C} = I_m X_C,$$

где

$$X_C = \frac{1}{\omega C}. \quad (6.12)$$

Величину X_C называют *реактивным емкостным сопротивлением*, которое измеряется в омах.

Емкостное сопротивление, подобно сопротивлению резистора, противодействует перемещению заряда в цепи. Чем больше емкость, и чем больше частота, тем меньше это противодействие. При нулевой частоте ($\omega = 0$), т. е. в случае источника постоянного тока, X_C обращается в бесконечность, и конденсатор не проводит постоянный ток.

Катушка в цепи переменного тока. На рис. 55, в представлена схема подключения катушки индуктивностью L к источнику переменной ЭДС. Активным сопротивлением катушки пренебрегаем. Следовательно:

$$0 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t - L \frac{dI_L}{dt},$$

или

$$L \frac{dI_L}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (6.13)$$

Величину $L \frac{dI_L}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$, перенесенную с изменением знака из правой части уравнения в левую ЭДС самоиндукции катушки, называют *напряжением на катушке индуктивности* U_L .

Чтобы найти силу тока, выразим dI_L из равенства (6.13) и проинтегрируем:

$$I_L = \int_0^t \frac{\mathcal{E}_0}{L} \sin \omega t dt = -\frac{\mathcal{E}_0}{\omega L} \cos \omega t. \quad (6.14)$$

Полученное выражение можно записать в виде:

$$I_L = -\frac{\mathcal{E}_0}{\omega L} \cos \omega t = I_{Lm} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

где

$$I_{Lm} = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega L}. \quad (6.15)$$

Таким образом, амплитудное значение силы тока определяется формулой (6.15). *Сила тока отстает по фазе от напряжения на $\frac{\pi}{2}$.*

Соотношение между амплитудными значениями силы тока и напряжения получаем из формулы (6.15):

$$U_{Lm} = \mathcal{E}_0 = I_{Lm} \omega L = I_{Lm} X_L,$$

где

$$X_L = \omega L. \quad (6.16)$$

Величину $X_L = \omega L$ называют *реактивным индуктивным сопротивлением*. Оно также измеряется в омах.

Индуктивное сопротивление возрастает пропорционально увеличению индуктивности катушки. И чем выше частота приложенного напряжения, тем больше реактивное индуктивное сопротивление. При нулевой частоте (постоянный ток) ЭДС самоиндукции не возникает, и индуктивное сопротивление равно нулю (в противоположность реактивному емкостному сопротивлению).

Переменный ток в RLC-цепочке. Рассмотрим цепь, содержащую последовательно соединенные все три элемента: резистор R , конденсатор C и катушку индуктивности L (рис. 56).

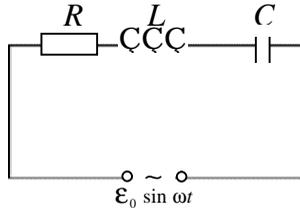


Рис. 56. Переменный ток в RLC-цепочке

Пусть U_R , U_L и U_C – падения напряжения в данный момент времени соответственно на резисторе, конденсаторе и катушке, а U_{Rm} , U_{Lm} и U_{Cm} – амплитудные значения падения напряжений на этих элементах.

Фазовые соотношения между силой тока и напряжением на каждом из рассматриваемых элементов (R , L и C) будут такими же, как и в случае отдельного подключения каждого из них к источнику переменной ЭДС. А именно: U_R совпадает по фазе с током, U_L опережает ток на $\frac{\pi}{2}$, U_C отстает от тока на $\frac{\pi}{2}$. В каждый момент времени ЭДС источника (или U) равна сумме напряжений на отдельных элементах:

$$\mathcal{E} = U = U_R + U_L + U_C. \quad (6.17)$$

Так как эти напряжения отличаются по фазе, эффективные (действующие) значения напряжений не будут в сумме равны эффективному напряжению источника. Аналогично сумма амплитудных значений напряжений не будет равна амплитудному значению напряжения источника.

Найдем *полное сопротивление (импеданс)* данной цепи переменного тока и сдвиг фаз между напряжением источника и током. Будем считать, что мгновенное значение силы тока одинаково во всех точках цепи.

Для решения этой задачи удобно использовать *метод векторных диаграмм*. Напряжение на каждом элементе представим в виде вектора в прямоугольной системе координат x, y . Длина вектора характеризует величину амплитудного значения, а угол наклона к оси x равен фазе колебаний этого вектора.

Поскольку ток во всех участках цепи одинаков ($I_R = I_L = I_C = I$, $I_{Rm} = I_{Lm} = I_{Cm} = I_0$), векторную диаграмму удобно строить относительно вектора, изображающего колебания тока в цепи. Амплитудные значения напряжений на соответствующих элементах цепи равны:

$$U_{Rm} = I_0 R, \quad U_{Lm} = I_0 X_L, \quad U_{Cm} = I_0 X_C. \quad (6.18)$$

Для удобства начальную фазу колебаний тока положим равной нулю:

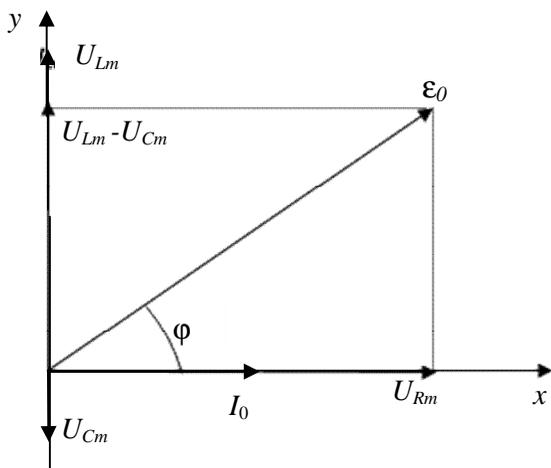
$$I = I_0 \sin \omega t.$$

Тогда в момент времени $t = 0$ (рис. 57, *а*) сила тока $I = 0$, и вектор, представляющий I_0 , будет расположен на векторной диаграмме по оси x и направлен в сторону положительных значений x . Так как напряжение на резисторе всегда совпадает по фазе с током, вектор U_{Rm} также будет направлен вдоль оси x .

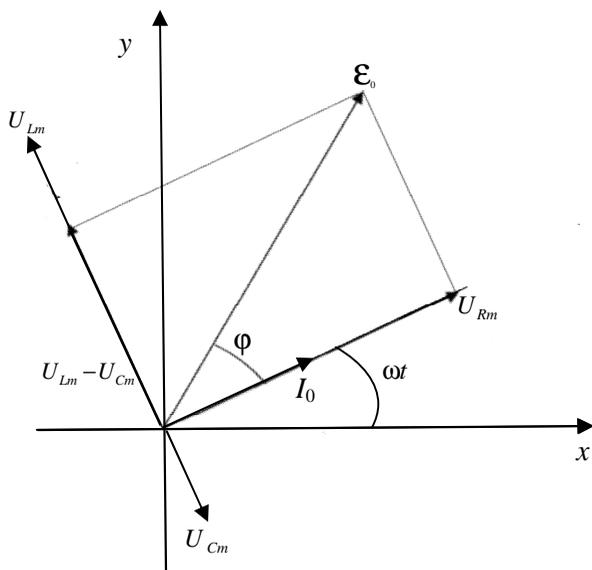
Вектор U_{Lm} при $t = 0$ расположен в положительном направлении оси y , так как напряжение на катушке опережает ток по фазе на $\frac{\pi}{2}$.

Вектор U_{Cm} при $t = 0$ направлен вдоль оси y в сторону отрицательных значений, так как напряжение на конденсаторе отстает по фазе от тока на $\frac{\pi}{2}$.

Теперь представим, что вся диаграмма вращается с угловой скоростью ω . Тогда за время t каждый вектор повернется на угол ωt (рис. 57, *б*). Проекция каждого вектора на ось y будет характеризовать падение напряжения на соответствующем данному вектору элементе цепи в данный момент времени.



a



б

Рис. 57. Векторные диаграммы для RLC -цепочки:
 а – в момент времени $t = 0$; б – в момент времени $t = \omega t$

Сумма проекций векторов, характеризующих U_{Rm}, U_{Lm}, U_{Cm} , равна проекции их суммы, а сумма этих проекций равна мгновенному

значению напряжения на всей цепи, которое совпадает с ЭДС источника (формула (6.17)). Поэтому сумма трех векторов, соответствующих U_{Rm} , U_{Lm} , U_{Cm} , равна амплитудному значению ЭДС источника \mathcal{E}_0 (максимальному напряжению U_m , $\mathcal{E}_0 = U_m$).

Как видно из векторной диаграммы (рис. 57, а), \mathcal{E}_0 составляет с I_0 угол φ . Вектор \mathcal{E}_0 вращается вместе с другими векторами, и мгновенное значение ЭДС индукции равно:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (6.19)$$

Из рис. 57 видно, что \mathcal{E}_0 можно определить по теореме Пифагора:

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{U_{Rm}^2 + (U_{Lm} - U_{Cm})^2}.$$

Используя формулы (6.18), (6.12) и (6.16), получим выражение для максимального напряжения U_m ($\mathcal{E}_0 = U_m$):

$$\mathcal{E}_0 = I_0 \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = I_0 Z,$$

или

$$\mathcal{E}_0 = I_0 Z.$$

Величину Z называют полным сопротивлением цепи переменного тока.

Полученная формула называется законом Ома для цепи переменного тока. Она определяет амплитудные, а не мгновенные токи и напряжения.

Закон Ома для амплитудных значений силы тока I_0 и напряжения U_m (U_0) можно записать в виде:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z}.$$

Амплитуда силы переменного тока прямо пропорциональна амплитуде напряжения и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи.

Полное сопротивление (импеданс) цепи Z определяется с помощью соотношения:

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (6.20)$$

Величину $X = X_L - X_C$ называют *реактивным сопротивлением*.

Сдвиг фаз j между напряжением в цепи (напряжением источника) и силой тока можно найти (см. рис. 57) следующим образом:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_{Lm} - U_{Cm}}{U_{Rm}} = \frac{X_L - X_C}{R},$$

или

$$\cos \varphi = \frac{U_{Rm}}{\mathcal{E}_0} = \frac{R}{Z}. \quad (6.21)$$

В случае только активного сопротивления $\cos \varphi = 1$, а только реактивного сопротивления $\cos \varphi = 0$.

Лабораторная работа № 2.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ СОЛЕНОИДА МЕТОДОМ ЖУБЕРА

Цель работы: ознакомиться с явлением самоиндукции; экспериментально определить индуктивность соленоида и изучить влияние магнитных свойств сердечника соленоида на его индуктивность.

Описание методики измерений и лабораторной установки

Рассмотрим цепь переменного тока, содержащую последовательно соединенные резистор R и катушку индуктивности L , к которой подключен источник тока промышленной частоты ($\nu = 50$ Гц), электродвижущая сила которого изменяется по синусоидальному закону (рис. 58):

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t ,$$

где \mathcal{E}_0 – амплитудное значение ЭДС; ω – круговая частота.

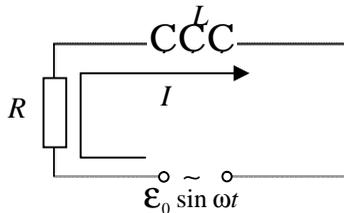


Рис. 58. RL -цепь переменного тока

Пусть U_R и U_L – падения напряжения в данный момент времени на резисторе и катушке, а U_{Rm} и U_{Lm} – амплитудные значения падения напряжений на этих элементах.

В каждый момент времени ЭДС источника равна сумме напряжений на отдельных элементах:

$$U_R + U_L = \mathcal{E} .$$

Но сумма амплитудных значений напряжений не будет равна амплитудному значению напряжения источника, так как напряжения на резисторе и катушке (U_R и U_L) отличаются по фазе.

Предполагается, что для электрической цепи, изображенной на рис. 58, выполняется условие квазистационарности. Поэтому можно использовать закон Ома для мгновенных значений напряжений и предыдущее уравнение записать в виде:

$$RI + L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t .$$

Величина $L \frac{dI}{dt}$ – это перенесенная с изменением знака из правой части уравнения в левую ЭДС самоиндукции катушки, которую называют *напряжением на катушке индуктивности* (U_L); $IR = U_R$ – напряжение на резисторе (U_R).

Фазовые соотношения между силой тока и напряжением на каждом из рассматриваемых элементов (R и L) будут такими же, как и в случаях отдельного подключения каждого из них к источнику переменной ЭДС, которые рассмотрены в теоретической части к данной работе в подразделе б.2.

Как показано в теоретической части, U_R совпадает по фазе с током, U_L опережает ток на $\frac{\pi}{2}$.

Связь между амплитудными значениями силы тока и напряжения на резисторе и катушке индуктивности выражается соотношениями:

$$U_{Rm} = I_{Rm} R .$$

$$U_{Lm} = I_{Lm} \omega L = I_{Lm} X_L ,$$

где

$$X_L = \omega L .$$

Величину $X_L = \omega L$ называют *реактивным индуктивным сопротивлением* (измеряется в омах).

Зная реактивное сопротивление, можно найти интересующую нас в данной работе индуктивность L .

Рассмотрим работу переменной RL -цепи более подробно, *поставив задачу определить полное сопротивление (импеданс) цепи в целом, максимальное значение силы тока и сдвиг фаз между напряжением источника и током в цепи.*

Для решения этой задачи удобно использовать *метод векторных диаграмм*. Напряжения на резисторе и на катушке представим в виде векторов в прямоугольной системе координат x, y . Длина вектора характеризует величину амплитудного значения, а угол наклона к оси x равен фазе колебаний этого вектора.

Поскольку ток, протекающий через последовательно соединенные участки цепи, один и тот же ($I_R = I_L = I_0, I_{Rm} = I_{Lm} = I_0$), векторную диаграмму удобно строить относительно вектора, изображающего колебания тока в цепи.

Амплитудные значения напряжений на R и L соответственно равны

$$U_{Rm} = I_0 R, \quad U_{Lm} = I_0 X_L.$$

Для удобства начальную фазу колебаний тока положим равной нулю:

$$I = I_0 \sin \omega t.$$

Тогда в момент времени $t = 0$ (рис. 59) сила тока $I = 0$, и вектор, представляющий I_0 , будет расположен на векторной диаграмме по оси x и направлен в сторону положительных значений x . Так как напряжение на резисторе всегда совпадает по фазе с током, вектор U_{Rm} также будет направлен вдоль оси x .

Вектор U_{Lm} при $t = 0$ расположен в положительном направлении оси y , так как напряжение на катушке опережает ток по фазе на $\frac{\pi}{2}$.

Сумма двух взаимно перпендикулярных векторов U_{Rm} и U_{Lm} равна амплитудному значению ЭДС источника \mathcal{E}_0 .

Из рис. 59 видно, что \mathcal{E}_0 можно определить по теореме Пифагора:

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{U_R^2 + U_{Lm}^2} = I_0 \sqrt{R^2 + X_L^2} = I_0 \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} .$$

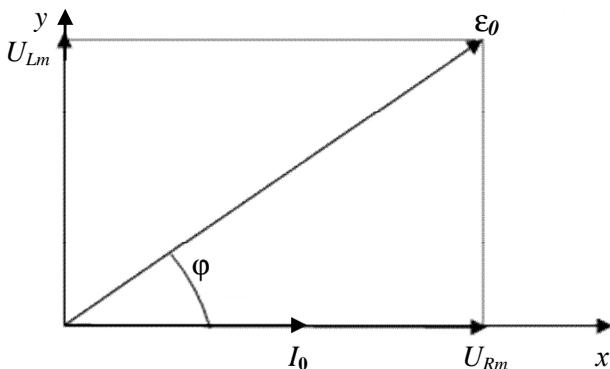


Рис. 59. Векторная диаграмма для RL -цепи переменного тока

Отсюда следует, что амплитудное значение силы тока равно:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} . \quad (6.22)$$

Величина $Z = \sqrt{R^2 + X_L^2} = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$ – *полное сопротивление (импеданс) RL -цепи*.

\mathcal{E}_0 составляет с I_0 угол φ , и мгновенное значение ЭДС Индукции равно:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 (\sin \omega t + \varphi) .$$

Сдвиг фаз φ между напряжением источника и током в цепи можно определить из формулы:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L} .$$

Соотношение (6.22) представляет собой закон Ома для амплитудных значений тока и напряжения в цепи переменного тока. Так как амплитудные значения тока и напряжения связаны с измеряемыми действующими, или эффективными, значениями выражениями $I_{\text{эфф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ и $U_{\text{эфф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$, аналогичный закон Ома можно записать для измеряемых эффективных значений:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{эфф}}}{Z} = \frac{\mathcal{E}_{\text{эфф}}}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}. \quad (6.23)$$

На использовании формулы (6.23) основан *метод Жубера* определения индуктивности соленоида. Полное сопротивление Z соленоида определяют, включив его в цепь переменного тока, а активное R – включив тот же соленоид в цепь постоянного тока.

Индуктивность соленоида рассчитывают по формуле:

$$L = \frac{1}{\omega} \sqrt{Z^2 - R^2}.$$

Электрическая схема и общий вид установки приведены соответственно на рис. 60, а, б и рис. 61.

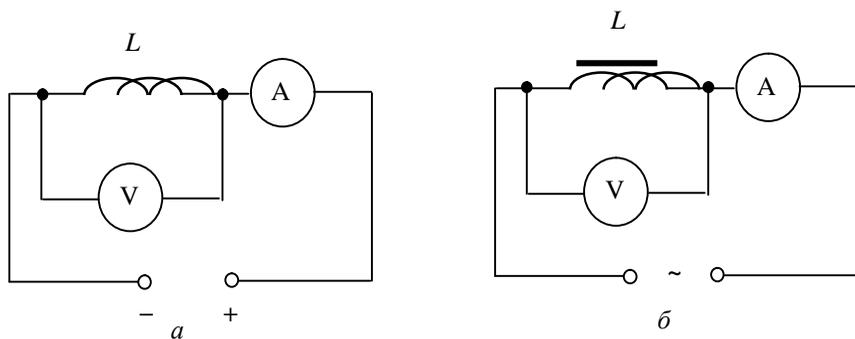


Рис. 60. Электрическая схема лабораторной установки:
 а – источник постоянного тока; б – источник переменного тока

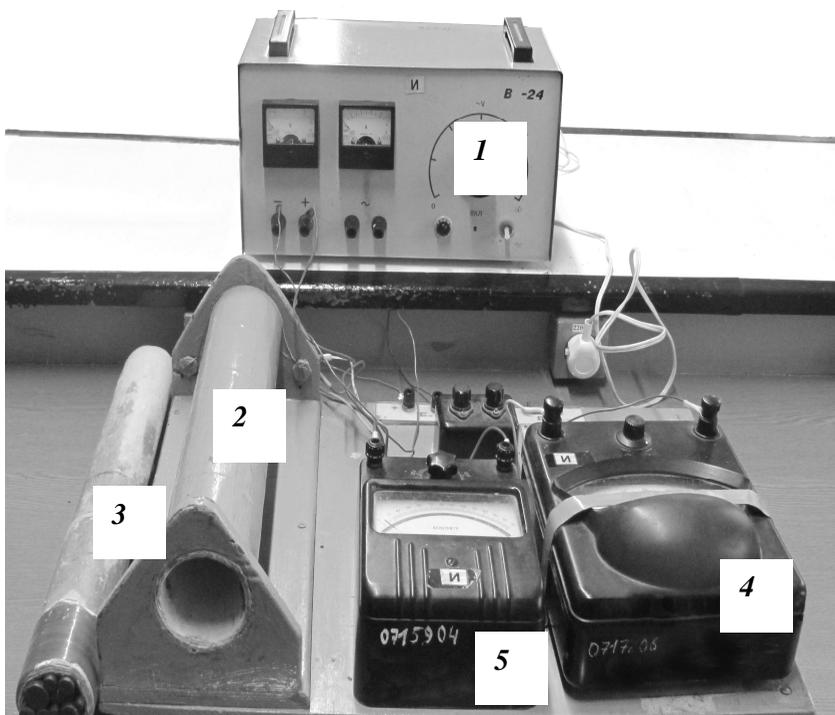


Рис. 61. Общий вид лабораторной установки:
1 – регулируемый источник питания постоянного и переменного тока;
2 – соленоид, в который может вдвигаться ферромагнитный сердечник 3;
4 – амперметр; 5 – вольтметр

Порядок выполнения работы

1. Соберите схему, приведенную на рис. 60, а, затем подключите ее к клеммам регулируемого источника постоянного тока.

Значения измеряемых токов приведены в приложении к данной лабораторной работе, которое выдает лаборант. В соответствии с указаниями преподавателя установите пределы измерения на амперметре и вольтметре. Определите цену деления амперметра и вольтметра

2. Сделайте не менее пяти измерений силы тока I и определите соответствующие значения напряжения U . Изменение силы тока осуществляйте с помощью регулируемого источника тока. Данные измерений запишите в табл. 1.

Таблица 1

№	I, A	U, B	$R, Ом$	$\Delta R, Ом$
1.				
2.				
3.				
4.				
5.				
Среднее значение				

3. По закону Ома $R = \frac{U}{I}$ вычислите для каждого измерения активное сопротивление соленоида R , среднее значение сопротивления R_{cp} и среднюю абсолютную погрешность ΔR_{cp} .

4. Отключите электрическую цепь от источника постоянного тока.

5. Соберите электрическую цепь, приведенную на рис. 60, б и подключите ее к клеммам (обозначены на приборе «~») регулируемого источника переменного тока (см. рис. 61). Вдвиньте в соленоид сердечник на половину его длины.

6. Значения измеряемых сил токов задает преподаватель. В соответствии с указанием преподавателя установите пределы измерения на амперметре и вольтметре. Определите цену деления амперметра и вольтметра. Сделайте не менее пяти измерений силы тока I и соответствующего напряжения U . Данные измерений запишите в табл. 2.

Таблица 2

Положение сердечника	№	I, A	U, B	$Z, Ом$	$\Delta Z, Ом$	$L, Гн$
Сердечник вдвинут на 0,5 своей длины	1.					
	2.					
	3.					
	4.					
	5.					
	Среднее значение					

Положение сердечника	№	I , А	U , В	Z , Ом	ΔZ , Ом	L , Гн
Сердечник вдвинут полностью	1.					
	2.					
	3.					
	4.					
	5.					
	Среднее значение					

7. Полностью введите сердечник в соленоид. Повторите измерения в соответствии с пунктом 6.

8. Используя данные измерений пункта 6 и пункта 7, вычислите по закону Ома $Z = \frac{U}{I}$ для каждого измерения полное сопротивление соленоида Z , средние значения сопротивления $Z_{\text{ср}}$, абсолютную погрешность ΔZ , среднюю абсолютную погрешность $\Delta Z_{\text{ср}}$ и занесите их в табл. 2.

9. По средним значениям активного и полного сопротивлений соленоида вычислите по формуле $L = \frac{1}{\omega} \sqrt{Z^2 - R^2}$ его индуктивность с сердечником, вдвинутым в соленоид на половину его длины и с вдвинутым в соленоид полностью.

10. Сделайте и запишите выводы по работе.

Вопросы для самоконтроля

I уровень

1. Дайте определение и запишите формулу потока магнитной индукции.
2. Назовите единицы измерения магнитного потока.
3. По каким причинам может изменяться магнитный поток, пронизывающий контур?

4. Какое явление называется явлением электромагнитной индукции?
5. Сформулируйте и запишите основной закон электромагнитной индукции.
6. Сформулируйте правило Ленца.
7. В чем состоит явление самоиндукции?
8. Приведите формулу, по которой можно определить ЭДС самоиндукции при неизменной индуктивности контура?
9. Дайте определение индуктивности контура. Назовите единицы измерения индуктивности.
10. Зависит ли индуктивность контура от материала проволоки?
11. Приведите формулу, по которой можно рассчитать индуктивность длинного соленоида.
12. Запишите формулу для полного сопротивления электрической цепи и индуктивного сопротивления.
13. Запишите закон Ома для цепи переменного тока.

II уровень

14. Как влияет индуктивность контура на скорость изменения тока в нем?
15. Объясните, почему индуктивность соленоида при полностью вдвинутом сердечнике больше, чем при вдвинутом наполовину длины сердечника.
16. Объясните наблюдаемое Вами в эксперименте изменение силы электрического тока при движении ферромагнитного сердечника в соленоид.

7. ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Колебаниями называются процессы, которые характеризуются определенной повторяемостью во времени, и при которых система, многократно отклоняясь от положения равновесия, каждый раз возвращается к нему. В зависимости от физической природы повторяющегося процесса различают механические, электромагнитные и другие колебания.

Природа электромагнитных колебаний отличается от природы механических колебаний, а законы, описывающие электромагнитные колебания, аналогичны законам, описывающим механические колебания.

Электромагнитные колебания – это периодические взаимосвязанные изменения электрического заряда, электрического тока, напряжения и взаимные превращения электрического и магнитного полей.

Такие колебания возникают в системе, называемой колебательным контуром.

Электрический колебательный контур представляет собой замкнутую электрическую цепь, состоящую из соединенных между собой последовательно катушки индуктивностью L , конденсатора емкостью C и резистора сопротивлением R (рис. 62).

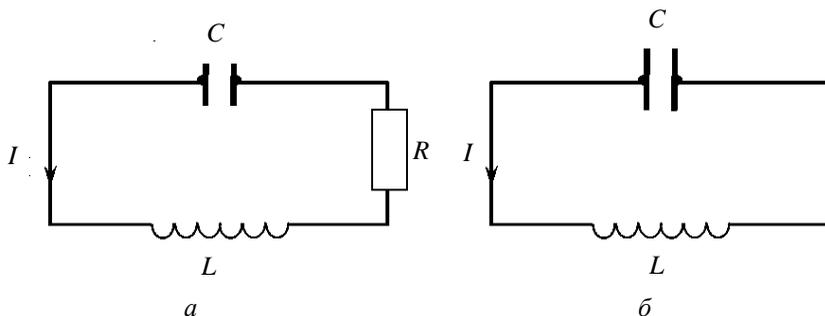


Рис. 62. Электрический колебательный контур:

a – реальный колебательный контур; b – идеальный колебательный контур

Если сопротивление контура равно нулю ($R = 0$), то такой колебательный контур называется *идеальным*.

Электромагнитные колебания бывают:

- 1) свободными;
- 2) затухающими;
- 3) вынужденными.

7.1. Свободные гармонические колебания

Рассмотрим возникновение свободных гармонических колебаний в идеальном электрическом колебательном контуре.

Для возбуждения в контуре колебаний конденсатор предварительно заряжают, сообщая его обкладкам заряды $\pm q$. Тогда в момент времени $t = 0$ между обкладками конденсатора возникает электрическое поле, энергия которого $\frac{q^2}{2C}$.

Если замкнуть конденсатор на катушку индуктивности, то он начинает разряжаться, и в цепи возникает возрастающий со временем ток $I = \frac{dq}{dt}$, вызывающий появление ЭДС самоиндукции $\mathcal{E}_{\text{сам}} = -L \frac{dI}{dt}$, которая, согласно правилу Ленца, препятствует изменению этого тока.

В момент, когда конденсатор полностью разрядится, в цепи протекает ток I . ЭДС самоиндукции препятствует его мгновенному исчезновению, и он, постепенно затухая, начинает перезаряжать конденсатор. Затем конденсатор снова разряжается, ток течет в противоположном направлении.

Последовательные стадии колебательных процессов в колебательном контуре иллюстрирует рис. 63.

Предположим, что конденсатор подключили к источнику тока и сообщили ему заряд q (рис. 63, а, ключ К в положении 1). Между обкладками конденсатора появилось электрическое поле, энергия которого равна $\frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$. Затем ключ К переведем в положение 2, отключив конденсатор от источника ЭДС, и замкнем его на катушку индуктивности, создав тем самым колебательный контур (рис. 63, б). Конденсатор начнет разряжаться, по цепи пойдет

электрический ток I (направление тока на рисунках показано стрелкой), вследствие чего в катушке индуктивности появится магнитное поле. Энергия электрического поля уменьшается, а энергия магнитного поля, обусловленного током, протекающим через соленоид, увеличивается. Спустя время, равное четвертой части периода колебаний, конденсатор разряжается полностью, и напряжение на обкладках конденсатора станет равным нулю (рис. 63, в). При этом вся энергия электрического поля, запасенная в конденсаторе колебательного контура, перейдет в энергию магнитного поля катушки, равную $\frac{LI^2}{2}$ ($R = 0$, поэтому энергией, теряемой на нагревание, можно пренебречь). Ток в этот момент будет максимален.

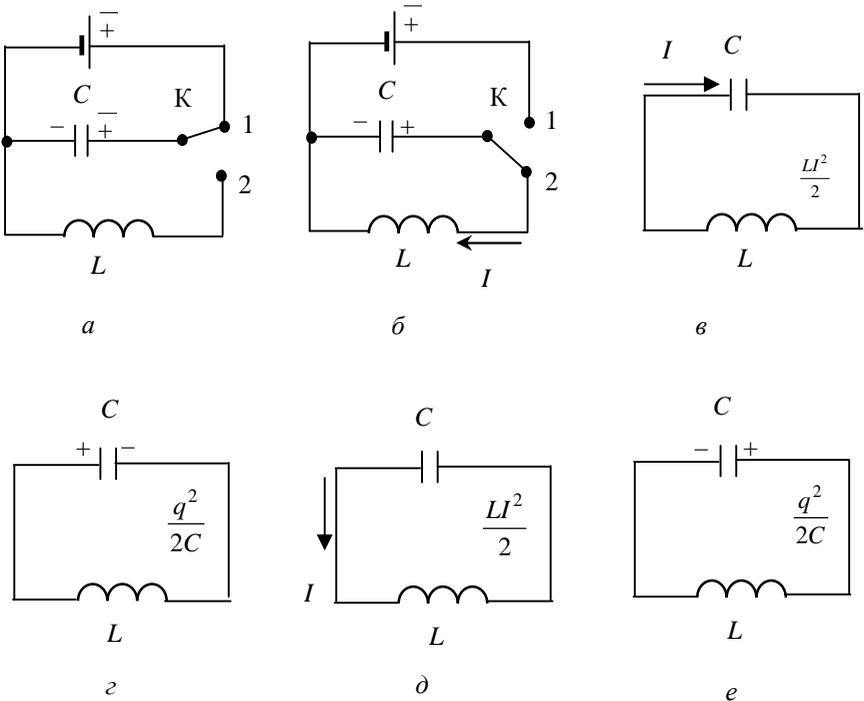


Рис. 63. Колебательный процесс в электрическом колебательном контуре

С этого момента времени ток в контуре будет убывать, следовательно, начнет ослабевать магнитное поле катушки, и в ней будет

индуцироваться ток, который течет (согласно правилу Ленца) в том же направлении, что и ток разрядки конденсатора. Начиная с этого момента, ток, не изменяя своего направления, постепенно уменьшается до тех пор, пока не произойдет полная перезарядка конденсатора (рис. 63, *з*). Таким образом, за время, равное полупериоду колебаний, магнитное поле в соленоиде исчезает полностью, а между обкладками конденсатора появляется электрическое поле противоположного направления.

После перезарядки конденсатор снова начнет разряжаться (рис. 63, *д*). Ток при этом будет идти в противоположном направлении и снова через некоторое время достигнет максимального значения. В этот момент конденсатор полностью разрядится, вся энергия электрического поля конденсатора превратится в энергию магнитного поля соленоида. Ток уменьшится, произойдет перезарядка конденсатора (рис. 63, *е*), система вернется в свое исходное состояние – она совершила одно колебание. Весь рассмотренный цикл повторится сначала.

В ходе описанного процесса, который называется электромагнитными колебаниями, изменяются по периодическому закону величины заряда q на обкладках конденсатора, напряжения на конденсаторе U и тока I , текущего по цепи.

Если к электрическому колебательному контуру не подключены никакие внешние источники переменной ЭДС, то возникающие в колебательном контуре колебания называются **свободными** (или **собственными**) **колебаниями**.

При условии, что сопротивление контура равно нулю, процесс превращения энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно должен продолжаться бесконечно. Таким образом, *в идеальном колебательном контуре при отсутствии сопротивления проводников ($R = 0$) будут совершаться периодические свободные незатухающие колебания*.

Естественно, что в реальном колебательном контуре электрическое сопротивление $R \neq 0$ (в цепи есть резистор, подводящие провода и обмотка катушки), поэтому происходят потери энергии на джоулеву теплоту, в результате чего энергия электрического и магнитного полей постепенно превращается во внутреннюю энергию. При этом амплитуды заряда на конденсаторе и силы тока в катушке уменьшаются со временем, и через какое-то время электромагнитные колебания прекращаются.

Следовательно, свободные электромагнитные колебания в реальном колебательном контуре являются *затухающими*.

Выведем дифференциальное уравнение свободных (собственных) колебаний в реальном электрическом контуре (рис. 62, а).

Согласно второму правилу Кирхгофа в любом замкнутом контуре сумма падений напряжений равна алгебраической сумме ЭДС в этом контуре:

$$IR + U_c = \epsilon_{\text{сам}}, \quad (7.1)$$

где $U_c = \frac{q}{C}$ и q – соответственно напряжение и заряд на конденсаторе;

$\epsilon_{\text{сам}} = -L \frac{dI}{dt} = -L \frac{d^2q}{dt^2}$ – ЭДС самоиндукции в катушке.

Выражая силу тока через заряд ($I = \frac{dq}{dt}$) и сделав соответствующие подстановки в формулу (7.1), получаем *линейное дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее свободные электромагнитные колебания в колебательном контуре*, представленном на рисунке (рис. 62, а):

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (7.2)$$

Дифференциальное уравнение свободных гармонических незатухающих электромагнитных колебаний. Дифференциальное уравнение свободных колебаний (7.2) для идеального контура (при $R = 0$) примет вид:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0,$$

или

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0, \quad (7.3)$$

где *собственная циклическая частота колебаний контура*:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} . \quad (7.4)$$

Уравнение (7.3) представляет собой дифференциальное уравнение гармонических колебаний, решением которого является функция, описывающая процесс колебаний заряда на обкладках конденсатора:

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) , \quad (7.5)$$

где q_0 – амплитуда заряда конденсатора (максимальный заряд на обкладках конденсатора); $(\omega_0 t + \varphi_0)$ – фаза колебаний заряда; φ_0 – начальная фаза колебаний. Значения q_0 и φ_0 определяются начальными условиями.

Период незатухающих свободных колебаний, возникающих в идеальном контуре, определяется по формуле:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} . \quad (7.6)$$

Данная формула называется *формулой Томсона*.

Сила тока в колебательном контуре:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}) , \quad (7.7)$$

где $I_0 = \omega_0 q_0$ – амплитуда силы тока.

Ток в контуре отстает по фазе от заряда конденсатора на $\frac{\pi}{2}$.

Напряжение на конденсаторе $U_c = \varphi_1 - \varphi_2$, определяемое как разность потенциалов обкладок конденсатора, также изменяется по гармоническому закону и совпадает по фазе с зарядом:

$$U_C = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (7.8)$$

где $U_0 = \frac{q_0}{C}$ – амплитуда напряжения на конденсаторе.

Из выражений (7.5, 7.7, 7.8) видно, что *колебания заряда (напряжения) и тока в контуре сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$.*

Следовательно, *ток достигает максимального значения в те моменты времени, когда заряд (напряжение) на обкладках конденсатора равен нулю, и наоборот.*

Дифференциальное уравнение свободных затухающих электромагнитных колебаний. Запишем уравнение свободных колебаний в реальном колебательном контуре (7.2), используя обозначения $\beta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$:

$$L\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0. \quad (7.9)$$

Величину β называют *коэффициентом затухания*.

Решение уравнения зависит от соотношения коэффициентов ω_0^2 и β^2 . Можно показать, что при $\beta^2 < \omega_0^2$ (случай, когда активное сопротивление контура мало) решение однородного дифференциального уравнения (7.9) имеет вид:

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (7.10)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$ – *частота затухающих колебаний*.

Множитель $q_0 e^{-\beta t}$ в уравнении (7.10) называют *амплитудой затухающих колебаний*.

Следовательно, амплитуда затухающих колебаний уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону.

График функции (7.10) затухающих колебаний при начальной фазе $\varphi_0 = 0$ показан на рис. 64 сплошной линией, а зависимость амплитуды колебаний заряда от времени – штриховой.

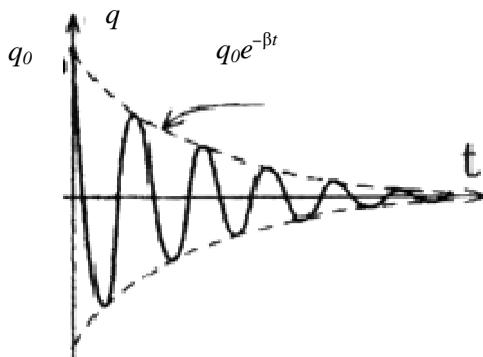


Рис. 64. Затухающие колебания заряда в реальном колебательном контуре

Величину $T = \frac{2\pi}{\omega}$ называют **периодом затухающих колебаний**:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{T_0}{\sqrt{1 - (\beta/\omega_0)^2}}, \quad (7.11)$$

где T_0 – период свободных незатухающих колебаний.

Сравнивая формулы (7.6) и (7.11) для периода незатухающих и затухающих колебаний, видим, что *период затухающих колебаний больше, чем свободных незатухающих.*

Период затухающих колебаний в контуре:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}.$$

Если сопротивление очень мало, то $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 \approx 0$, и период затухающих колебаний $T = T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$.

Причиной затухания колебаний в электрическом колебательном контуре является превращение части энергии тока в джоулево тепло на омическом (активном сопротивлении) R и рассеянии этого тепла в окружающую среду. Если сопротивление контура R пренебрежимо мало или отсутствует ($R = 0$), то колебания в контуре будут незатухающими.

Из выражения для частоты ω вытекает, что при $\beta^2 \geq \omega_0^2$, т. е. при $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 \geq \frac{1}{LC}$, колебания происходить не будут, а будет идти апериодический разряд конденсатора. **Сопротивление контура $R_k = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, при котором колебательный процесс переходит в апериодический, называется критическим сопротивлением.**

Если активное сопротивление колебательного контура меньше критического сопротивления, то напряжение на обкладках конденсатора изменяется со временем по закону:

$$U_C(t) = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (7.12)$$

где $U_0 = \frac{q_0}{C}$ – максимальное напряжение на обкладках конденсатора.

Сила тока в рассматриваемом колебательном контуре изменяется со временем по закону:

$$I(t) = I_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \psi + \varphi_0), \quad (7.13)$$

где $I_0 = \omega_0 q_0$.

Таким образом, при наличии в колебательном контуре электросопротивления R ток опережает по фазе заряд (и напряжение) на конденсаторе на определенную величину Ψ .

Можно показать, что угол Ψ определяется соотношениями:

$$\cos \psi = -\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = -\frac{\beta}{\omega_0}, \quad \sin \psi = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

Поскольку $\cos \psi = -\frac{\beta}{\omega_0} < 0$, а $\sin \psi = \frac{\omega}{\omega_0} > 0$, то $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$, т. е. ток в цепи опережает напряжение на конденсаторе по фазе больше, чем на $\frac{\pi}{2}$. При $\beta = 0$, а это означает $R = 0$, сдвиг фаз между током и напряжением $\psi = \frac{\pi}{2}$. Этот результат уже был получен для незатухающих колебаний в контуре.

Характеристики затухающих электромагнитных колебаний. Рассмотрим величины, которые используют, помимо *коэффициента затухания* $\beta = \frac{R}{2L}$, для характеристики затухающих колебаний.

1. Время релаксации t – это промежуток времени, в течение которого амплитуда колебаний уменьшается в $e \approx 2,7$ раз:

$$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2L}{R}.$$

За это время система совершит $N_e = \frac{\tau}{T}$ колебаний.

2. Если $A(t)$ и $A(t + T)$ – значения амплитуды колеблющейся величины (q , U , I) в последовательные моменты времени, разделенные периодом затухающих колебаний T , то можно ввести декремент затухания d .

Декремент затухания d – относительная величина уменьшения амплитуды колебаний за время одного периода T :

$$d = \frac{A(t)}{A(t+T)} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T}.$$

3. Скорость затухания колебаний в контуре характеризует **логарифмический декремент затухания** λ – это натуральный логарифм отношения значения амплитуды колеблющейся величины в некоторый момент времени t к значению амплитуды через период:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T} = \beta T .$$

Логарифмический декремент затухания λ определяет условия, при которых амплитуда колебаний уменьшается в e раз:

$$\lambda = \beta T = \frac{1}{N_e} ,$$

где N_e – число колебаний за время τ .

Из последнего выражения вытекает *физический смысл логарифмического декремента затухания*: он обратно пропорционален числу полных колебаний, совершаемых системой за время, в течение которого амплитуда колеблющейся величины уменьшается в e раз.

В том случае, когда затухание невелико ($\beta^2 \ll \omega_0^2$), в формулу $\lambda = \beta T$ вместо периода затухающих колебаний T можно подставить $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$.

4. Для характеристики степени затухания в колебательном контуре используют величину, называемую **добротностью контура**:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_e .$$

Чем меньше затухание, тем больше добротность контура.

Обычно в колебательных контурах затухание мало и поэтому $\beta^2 \ll \omega_0^2$ и $T \approx 2\pi\sqrt{LC}$. Для таких контуров с высокой добротностью

$\lambda \approx \frac{R}{2L} 2\pi\sqrt{LC} \approx \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$, и добротность для RLC -контура выражается через параметры этого контура формулой:

$$Q \approx \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (7.14)$$

Добротности Q любой системы, способной совершать свободные колебания, можно дать энергетическое определение:

$$Q = 2\pi \frac{W}{W(t) - W(t+T)} = 2\pi \frac{\text{Запас энергии в колебательной системе}}{\text{Потеря энергии за 1 период}}.$$

7.2. Вынужденные электромагнитные колебания

Рассмотренные выше колебания происходили с частотами, определяемыми параметрами самой колебательной системы. Чтобы в реальном колебательном контуре получить незатухающие колебания, надо компенсировать потери энергии. Для того, чтобы колебания в контуре не затухали, к электрической цепи необходимо подводить энергию внешнего источника тока, периодически изменяющегося во времени.

Колебания, возникающие под действием внешней периодически изменяющейся ЭДС, называют **вынужденными электромагнитными колебаниями**.

Если в колебательный контур включить источник электрической энергии (рис. 65), ЭДС которого изменяется с течением времени по гармоническому закону

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t, \quad (7.15)$$

где ω – циклическая частота вынуждающей ЭДС, то дифференциальное **уравнение вынужденных колебаний** будет иметь вид:

$$L \ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\mathcal{E}(t)}{L} = \frac{\mathcal{E}_0}{L} \cos \omega t, \quad (7.16)$$

где β – коэффициент затухания; ω_0 – циклическая частота свободных незатухающих колебаний (при $R = 0$).

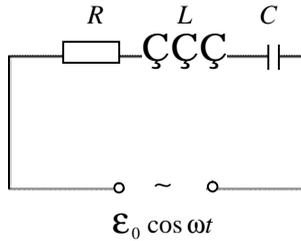


Рис. 65. Контур, содержащий переменную ЭДС $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$

Решение неоднородного дифференциального уравнения (7.16), как известно из курса математики, определяется как сумма общего решения однородного дифференциального уравнения (7.9) и частного решения неоднородного уравнения в виде правой части:

$$q(t) = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_1 t + \varphi_0) + q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (7.17)$$

где циклическая частота ω_1 определяется выражением $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$; q_0 и φ_0 находятся из начальных условий; Ψ – разность фаз между колебаниями заряда и внешней ЭДС (формула (7.15)).

Первая часть решения (7.17), представляющая собой затухающие колебания, с течением времени стремится к нулю благодаря множителю $e^{-\beta t}$. С определенного момента времени влияние затухающей части колебаний на результирующее значение $q(t)$ становится незначительным, и его можно не учитывать. С этого времени $q(t)$ определяется только второй частью решения (7.17), представляющей собой гармонические колебания с частотой вынуждающей силы ω и постоянной амплитудой q_m .

После замыкания цепи в ней возникают колебания сложной формы, подобные сумме колебаний с разными частотами. Со временем собственные колебания контура, отвечающие уравнению (7.9),

затухают, и остаются только установившиеся колебания с частотой вынужденных колебаний, равной частоте переменной ЭДС ω .

В установившемся режиме в колебательном контуре происходят вынужденные колебания с частотой ω и являются гармоническими.

Рассмотрим только **установившиеся вынужденные колебания**, т. е. частное решение уравнения (7.16), имеющее вид:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (7.18)$$

где q_m – амплитуда заряда на конденсаторе; Ψ – разность фаз между колебаниями заряда и внешней ЭДС (формула (7.15)).

Амплитуда стационарных вынужденных колебаний q_m зависит от частоты ω и определяется выражением:

$$q_m = \frac{\mathcal{E}_0 / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (7.19)$$

Подставив в это выражение значения $\beta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, получим:

$$q_m = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega \sqrt{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 + R^2}}. \quad (7.20)$$

Разность фаз Ψ определяется выражением:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (7.21)$$

Величины q_m и Ψ определяются только свойствами самого контура и вынуждающей ЭДС. Заряд q всегда отстает по фазе от ЭДС.

Выражение для силы тока при установившихся вынужденных колебаниях на любом участке в последовательной цепи имеет вид:

$$I = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (7.22)$$

где $I_m = \omega q_m = \frac{\mathcal{E}_0}{Z}$ – амплитуда силы тока.

Величина Z называется *полным электрическим сопротивлением* (импедансом) цепи:

$$Z = \sqrt{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 + R^2} = \sqrt{X^2 + R^2}, \quad (7.23)$$

где $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ – *реактивное сопротивление цепи*, которое состоит из *индуктивного сопротивления цепи* $X_L = \omega L$ и *емкостного сопротивления цепи* $X_C = \frac{1}{\omega C}$.

Итак, если в цепь включен источник с ЭДС $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$, то амплитуды ЭДС и тока связаны соотношением, которое называют *законом Ома для амплитудных значений силы тока и напряжения в цепи переменного тока*:

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_0}{Z} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 + R^2}}. \quad (7.24)$$

Переменным током называют вынужденные колебания тока в цепи, совпадающие с частотой вынуждающей ЭДС.

Описанные выше установившиеся вынужденные колебания можно рассматривать как протекание переменного тока в цепи с C , L , R , обусловленное *переменным напряжением*:

$$U = U_m \cos \omega t ,$$

или

$$U_R + U_C + U_L = U_m \cos \omega t ,$$

где $U_R = IR$, $U_C = \frac{q}{C}$, $U_L = L \frac{dI}{dt}$.

Как видим, для переменного тока сопротивлением обладает как емкость, так и индуктивность. Главное различие активного и реактивного сопротивления состоит в том, что на активном сопротивлении R выделяется джоулево тепло, а на реактивных сопротивлениях X_L и X_C – нет.

Векторная диаграмма колебания напряжения на участках, содержащих сопротивление, индуктивность и емкость, изображена на рис. 66.

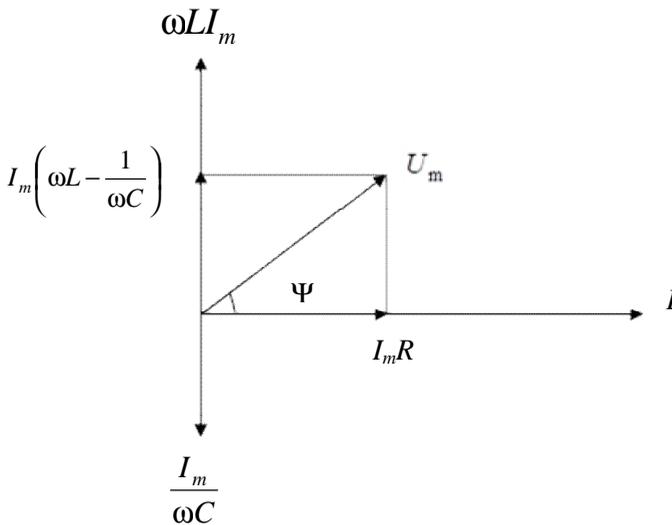


Рис. 66. Векторная диаграмма напряжений в последовательном электрическом контуре

На активном сопротивлении напряжение **совпадает** по фазе с током.

На индуктивности напряжение **опережает** ток на четверть периода $\frac{\pi}{2}$. На емкости напряжение **отстает** от тока на четверть периода $\frac{\pi}{2}$.

Таким образом, напряжения на индуктивности и емкости изменяются в противофазе.

Резонанс в последовательном колебательном контуре. Используя метод векторных диаграмм (см. рис. 66), по теореме Пифагора находим амплитудное значение U_m переменного напряжения в последовательном электрическом контуре, включающем сопротивление, емкость и индуктивность:

$$U_m = \sqrt{I_m^2 R^2 + I_m^2 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$

откуда получаем выражение для амплитудного значения силы тока в последовательном колебательном контуре:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (7.25)$$

Как следует из этой формулы, при неизменных L , R , C и U_m амплитуда силы тока зависит от частоты внешнего напряжения. Максимального (возможного при данном U_m) значения она будет достигать при минимальном значении знаменателя, т. е. при наименьшем значении полного сопротивления Z цепи (см. формулу (7.23)), а это будет при условии, если реактивное сопротивление равно нулю:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \quad \text{или} \quad \omega L = \frac{1}{\omega C}, \quad (7.26)$$

т. е. когда индуктивное сопротивление равно емкостному сопротивлению.

Из последнего соотношения находим частоту, при которой достигается максимальное значение силы тока в контуре (эта частота называется резонансной для силы тока):

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (7.27)$$

В рассматриваемом случае резонансная частота совпадает с собственной частотой колебательного контура. Полное сопротивление цепи равно активному сопротивлению. Угол сдвига фаз между током и напряжением становится равным нулю ($\Psi = 0$, см. рис. 66):

$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{U_{Lm} - U_{Cm}}{U_{Rm}} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} = 0.$$

Явление резкого возрастания амплитуды силы тока при приближении частоты вынужденных колебаний к резонансной частоте называют **резонансом в электрической цепи переменного тока**.

Зависимости $I_m(\omega)$ амплитудных значений силы тока от частоты при различных сопротивлениях ($R_1 < R_2 < R_3$), называемые *резонансными кривыми для силы тока в колебательном контуре*, приведены на рис. 67.

При $R \rightarrow 0$ резонансное значение силы тока неограниченно возрастает, с увеличением активного сопротивления максимальное значение силы тока, наоборот, уменьшается. Резонанс проявляется отчетливо лишь при малом активном сопротивлении контура.

В электротехнике случай резонанса в последовательном электрическом колебательном RLC -контуре, когда ток в контуре максимален, называется **резонансом напряжений**, так как напряжения на катушке индуктивности и конденсаторе при резонансе могут значительно превышать напряжение на входе цепи. Поясним ниже данное утверждение.

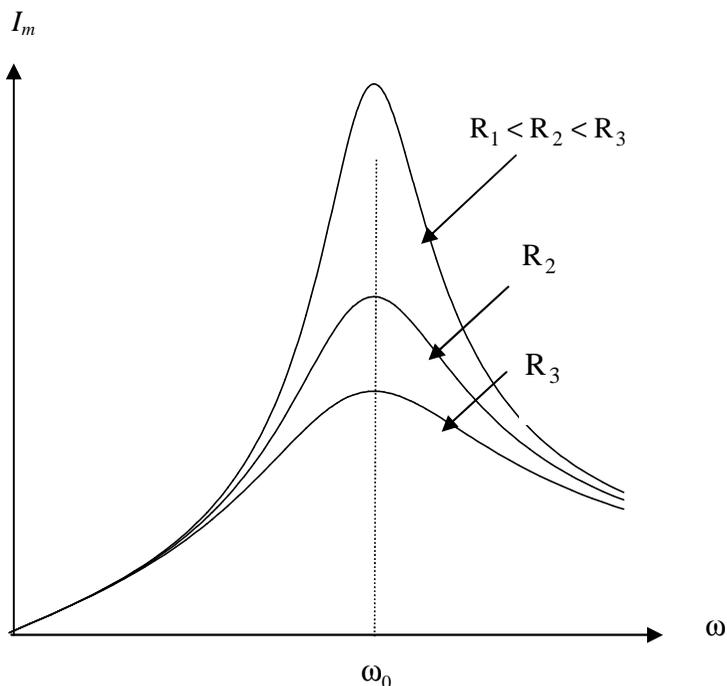


Рис. 67. Резонансные кривые при резонансе напряжений

При резонансе напряжений амплитуда силы тока достигает максимума, совпадает по фазе с напряжением и определяется выражением:

$$I_{mp} = \frac{U_m}{R}.$$

Амплитуды напряжений на емкости и индуктивности достигают одинаковых максимальных значений:

$$U_{Cm} = I_{mp} X_C = \frac{U_m}{R} \frac{1}{\omega_p C} = \frac{U_m}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (7.28)$$

$$U_{Lm} = I_{mp} X_L = I_{mp} \omega_p L = \frac{U_m}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

и находятся в противофазе, т. е. колебания на емкости и индуктивности гасят друг друга. При этом колебательный контур ведет себя как чисто активное сопротивление. Векторная диаграмма напряжений при резонансной частоте представлена на рис. 68.

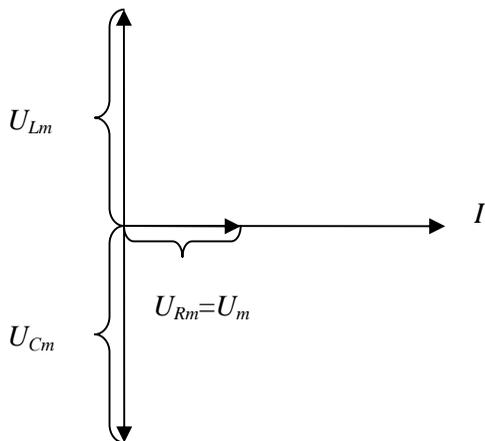


Рис. 68. Векторная диаграмма напряжений при резонансной частоте

Полное падение напряжения в цепи при резонансе равно напряжению на омическом сопротивлении, которое много меньше напряжений на емкости и индуктивности:

$$\frac{U_{Lm}}{U_{Rm}} = \frac{I_{mp} \omega_p L}{I_{mp} R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Сравнивая формулы (7.28) с выражением для добротности контура $Q \approx \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ при малом затухании, можем записать:

$$Q = \frac{U_{Cm}}{U_m} = \frac{U_{Lm}}{U_m}.$$

Таким образом, добротность контура показывает, во сколько раз амплитудное напряжение на конденсаторе и катушке индуктивности может превышать амплитудное значение приложенного к цепи внешнего напряжения (резонанс напряжений).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Цель работы: ознакомиться с электромагнитными колебаниями и их характеристиками; изучить влияние величины активного сопротивления колебательного контура на логарифмический декремент затухания и добротность колебательного контура.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки представлены соответственно на рис. 69 и рис. 70.

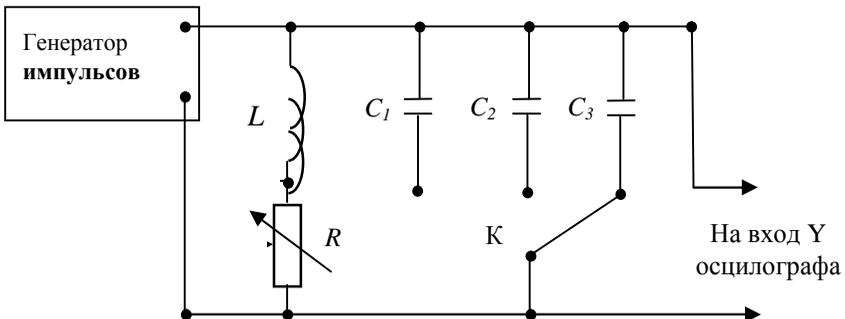


Рис. 69. Принципиальная схема лабораторной установки

Для возбуждения колебаний в последовательном колебательном контуре служит генератор импульсов, который 50 раз в секунду вырабатывает положительные импульсы напряжения длительностью $\sim 10^{-3}$ с. Конденсатор контура получает с каждым импульсом некоторый начальный заряд, а в промежутках между импульсами в контуре совершаются свободные колебания, наблюдаемые на экране осциллографа.

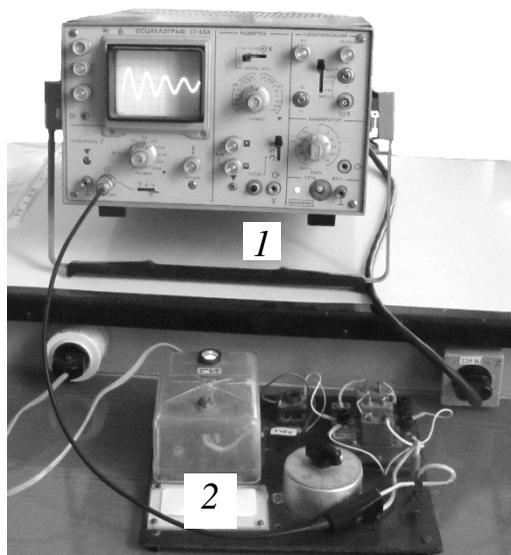


Рис. 70. Общий вид лабораторной установки:
1 – осциллограф; 2 – генератор импульсов

Напряжение на конденсаторе в последовательном колебательном контуре изменяется по закону $U_C(t) = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$.

Отношение амплитудных значений напряжения в моменты времени mT и nT : $\frac{U_m}{U_n} = \frac{U_0 e^{-\beta mT}}{U_0 e^{-\beta nT}} = e^{(n-m)\beta T} = e^{(n-m)\lambda}$, а логарифм этого

отношения $\ln \frac{U_m}{U_n} = (n - m)\lambda$. Отсюда логарифмический декремент затухания:

$$\lambda = \frac{1}{n - m} \ln \frac{U_m}{U_n}.$$

Если $n = m + 1$, то $\lambda = \ln \frac{U_m}{U_{m+1}}$. Это позволяет определить величину λ

следующим образом: логарифмический декремент затухания равен логарифму отношения амплитуды предыдущего колебания

к амплитуде последующего. Величины соседних амплитуд напряжения на конденсаторе и период колебаний можно измерить с помощью осциллографа.

Затухание колебаний определяется в основном потерями на джоулево тепло в катушке индуктивности и дополнительным сопротивлением R , которое может изменяться от 0 до R_{\max} .

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки (рис. 69).
2. Получите у преподавателя задание для выполнения работы.
3. В соответствии с заданием подключите в схеме один из конденсаторов C_1 , C_2 , C_3 . Дополнительное сопротивление R установите равным нулю.
4. Включите в сеть (220 В) осциллограф и генератор импульсов. Получите устойчивую картину колебаний на экране осциллографа (рис. 70).
5. Постепенно увеличивая сопротивление R , наблюдайте за изменением затухания колебаний.
6. Снова установите величину R равную нулю. Измерьте амплитуды колебаний A_1 , A_2 , A_3 (см. рис. 71) в делениях шкалы. Измерьте период колебаний T . Результаты измерений запишите в табл. 1.

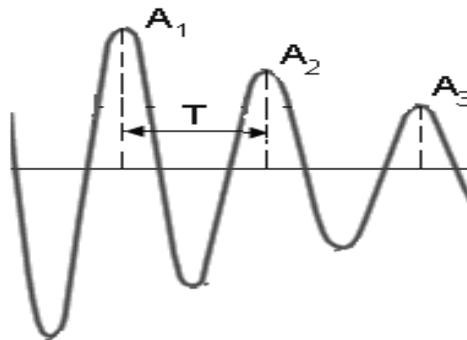


Рис. 71. График затухающих колебаний

7. Изменяйте величину R в соответствии с заданием и измеряйте соответствующие значения амплитуд и периода.

Таблица 1

Данные схемы: $L = \underline{\hspace{2cm}}$ Гн										
№	R , Ом	A_1 , дел.	A_2 , дел.	A_3 , дел.	Логарифмический декремент затухания			T , с	C , Ф	Q
					$\lambda_1 = \ln \frac{A_1}{A_2}$	$\lambda_2 = \ln \frac{A_2}{A_3}$	$\lambda_{\text{ср}}$			
1.										
2.										
3.										

8. Рассчитайте величину логарифмического декремента затухания для каждой величины R по измеренным значениям A_1, A_2, A_3 .

9. Используя формулу для периода собственных колебаний $T = 2\pi\sqrt{LC}$ в контуре с небольшим затуханием ($T \approx T_0$), определите емкость C включенного в схему конденсатора.

10. Рассчитайте добротность контура по формуле $Q = \frac{\pi}{\lambda}$.

11. Сформулируйте выводы по работе.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Что называют колебательным контуром?
2. Что называют электромагнитными колебаниями?
3. Какие колебания называются гармоническими?
4. Запишите дифференциальное уравнение свободных незатухающих гармонических колебаний в идеальном колебательном контуре и его решение.
5. Запишите дифференциальное уравнение затухающих гармонических колебаний в колебательном контуре и его решение.
6. Запишите уравнение зависимости заряда на обкладках конденсатора от времени при незатухающих свободных колебаниях в контуре и нарисуйте график этой зависимости.

7. Нарисуйте график зависимости амплитуды затухающих колебаний заряда на обкладках конденсатора от времени.
8. Запишите уравнения зависимости от времени других колеблющихся величин в контуре?
9. Запишите формулу Томсона.
10. Назовите характеристики затухающих колебаний. Дайте их определение.
11. Запишите выражение (через энергию) для добротности колебательного контура.
12. Как связаны между собой (при слабом затухании) коэффициент затухания и логарифмический декремент затухания?
13. Как связаны между собой (при слабом затухании) добротность колебательного контура и его логарифмический декремент затухания?
14. Каким выражением определяется период электромагнитных колебаний в контуре, состоящем из конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L ?
15. Каким выражением определяется период электромагнитных колебаний в последовательном контуре, состоящем из конденсатора емкостью C , катушки индуктивностью L и резистора сопротивлением R ?
16. Запишите формулу, отражающую зависимость добротности колебательного контура от параметров (R, L, C) этого контура.

II уровень

17. Чему равна разность фаз между колебаниями заряда на обкладках конденсатора и силой тока в катушке?
18. Как происходят превращения энергий электрического и магнитного полей при свободных колебаниях в контуре.
19. От чего зависит скорость затухания колебаний в контуре?
20. Выведите дифференциальное уравнение свободных колебаний в LC -контуре.

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСА В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Цель работы: изучить зависимости силы тока в колебательном контуре от частоты внешнего источника ЭДС для различных значений активного сопротивления контура; определить резонансные частоты и добротности контуров.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки изображен на рис. 72.

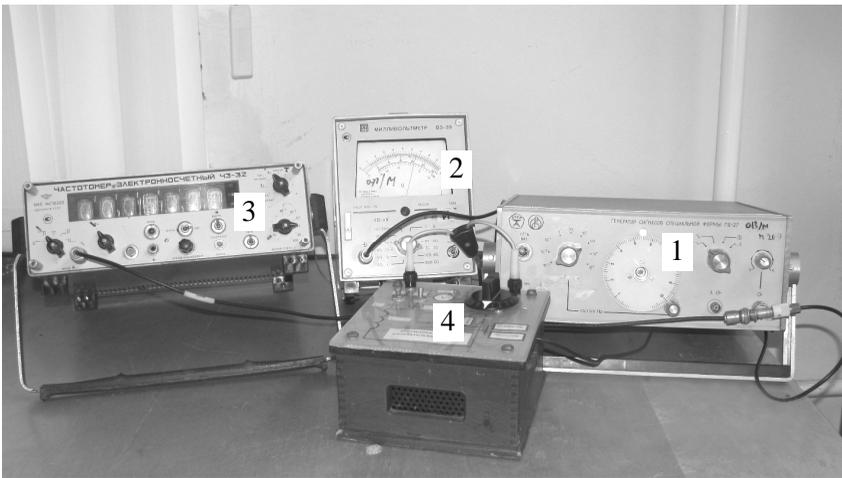


Рис. 72. Общий вид лабораторной установки:

- 1 – генератор сигналов; 2 – вольтметр; 3 – частотомер;
4 – рабочий блок (включает элементы колебательного контура
и шунт для измерения силы тока)

По известным номиналам индуктивности и емкости колебательного контура определить частоту внешней ЭДС, при которой амплитуда тока в нем будет максимальна; затем сравнить ее с экспериментально определенным значением.

Экспериментально измерить значения тока в этом контуре при различных частотах внешней ЭДС (при отключенных дополнительных резисторах и при включенных). На основании этих данных построить три резонансные кривые для амплитуды силы тока, соответствующие трем разным значениям активного сопротивления контура.

По построенным графикам определить добротности колебательного контура при каждом значении активного сопротивления контура. Рассчитать по формуле (7.14) добротности контура и сравнить их с добротностями, определенными с помощью графиков.

Порядок выполнения работы

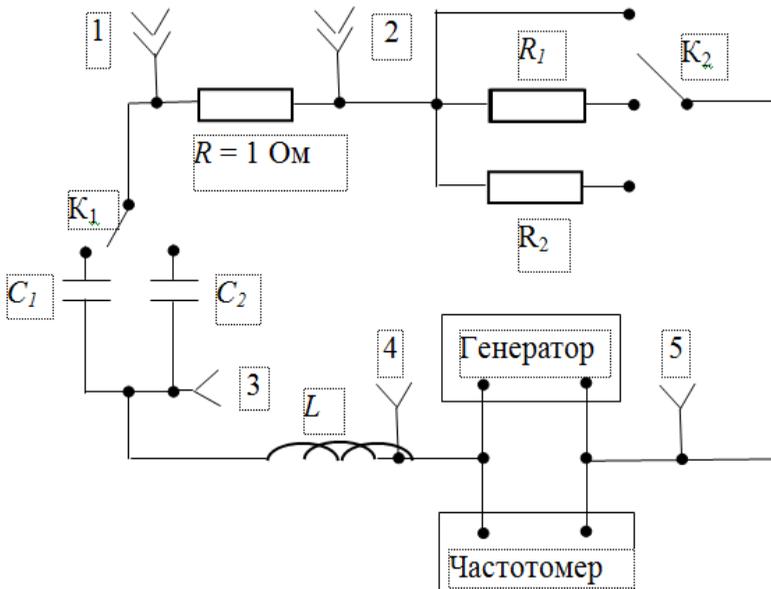


Рис. 73. Принципиальная схема лабораторной установки

1. Вольтметр подсоединить к гнездам 1 и 2 (рис. 73). По указанию преподавателя включить в контур соответствующий конденсатор. Переключатель K_2 установить в положение, при котором дополнительные резисторы R_1 и R_2 отключены.

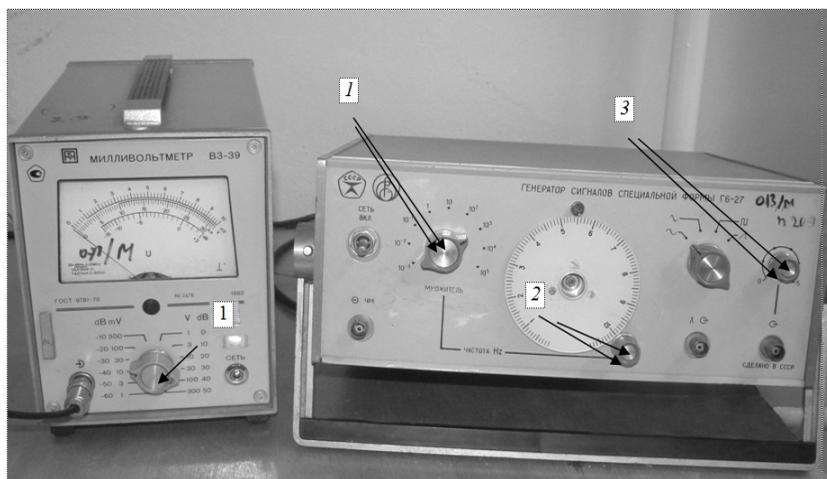


Рис. 74. Генератор сигналов

2. Используя формулу $\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, рассчитать собственную частоту колебательного контура (при этом указанные в приложении номиналы L и C должны быть переведены в единицы системы СИ).

3. Включить в сеть все приборы, входящие в лабораторную установку.

4. Переключатель 1 диапазонов измерения тока милливольтметром установить (рис. 74) в положение 100 mV. Поскольку сопротивление шунта равно 1 Ом, то это положение соответствует диапазону силы тока в 100 мА.

5. Переключатель «множитель» 1 на генераторе (рис. 72) установить в положение, соответствующее рассчитанной собственной частоте контура ν_0 . Пример: пусть $\nu_0 = 6730$ Гц; в этом случае переключатель 1 следует установить в положение « 10^3 ». Плавно изменяя частоту генератора рукояткой 2, установить ν_0 (показания частоты снимать на частотомере).

6. Изменяя рукояткой 3 величину выходного сигнала генератора, подобрать рукояткой 1 на милливольтметре такой диапазон измерения, чтобы отклонение стрелки на нем при частоте ν_0 было максимальным (почти на всю шкалу). После этого приступить к измерениям действующего значения силы тока в колебательном

контуре при различных частотах сигнала генератора. Диапазон частот для проведения измерений при выбранном конденсаторе дает преподаватель.

7. Получить не менее 15 экспериментальных точек. Шаг изменения частоты вблизи собственной частоты колебательного контура меньше, чем на краях указанного диапазона.

8. Результаты измерения занести в табл. 1.

Таблица 1

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
ν , кГц															
I , мА															

9. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_1 . Не изменяя положения рукоятки 1 на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести такие же измерения, как и при отключенном дополнительном резисторе (диапазон частот прежний, а конкретные частоты могут быть и другими).

10. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_2 . Не изменяя положения рукоятки 1 на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести измерения, аналогичные предыдущему пункту.

11. Результаты измерений п. 9 и п. 10 занести в таблицы, аналогичные табл. 1.

12. По результатам измерений ν и I при трех различных значениях активного сопротивления (три таблицы) в одной координатной плоскости (см. рис. 75) построить три зависимости амплитуды силы тока в колебательном контуре $I_m(\nu)$. За I_m можно брать табличные значения I , поскольку измеряемые действующие значения отличаются от амплитудных в $\sqrt{2}$ раз, что приводит лишь к изменению масштаба по оси ординат без изменений относительных значений тока.

13. Используя графики, построенные на основе экспериментальных данных, определить добротность колебательного контура без дополнительного резистора, с включенными дополнительными

резисторами R_1 или R_2 , используя формулу: $Q = \frac{v_0}{\Delta v}$. Сравнить полученные результаты с расчетными значениями добротности по формуле $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$. При расчетах в качестве R для случая отключенных дополнительных резисторов (кривая 1), брать собственное активное сопротивление контура R_k , номинал которого указан в приложении (находится на рабочем месте); $R = R_1 + R_k$ при подключении дополнительного резистора R_1 ; $R = R_1 + R_k$ при подключении R_2 .

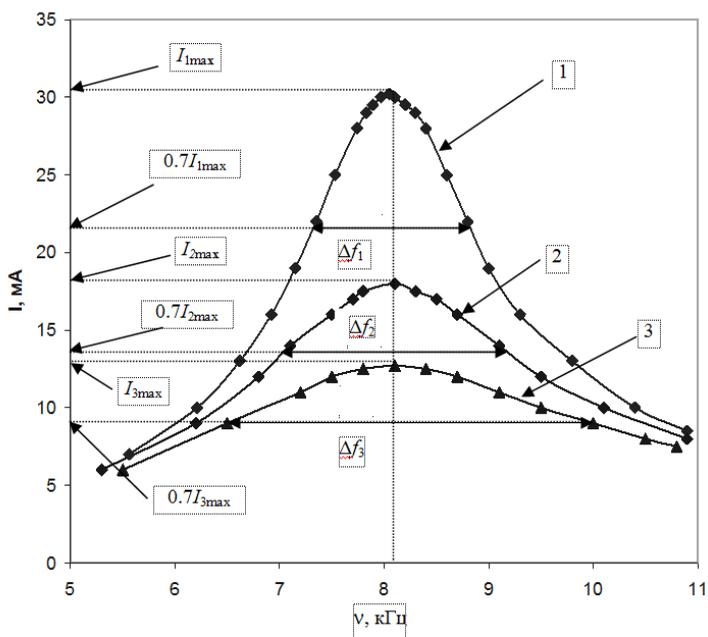


Рис. 75. Резонансные кривые для силы тока в колебательном контуре при различных значениях его активного сопротивления:

1 – без дополнительного резистора;

2 и 3 – соответственно с включенными дополнительными резисторами R_1 и R_2 ;

I_{1max} , I_{2max} , I_{3max} – значения силы тока в колебательном контуре при частоте генератора, совпадающей с собственной частотой колебательного контура ω_0 без дополнительного резистора и с включенными резисторами R_1 и R_2 ,

соответственно; Δn_1 , Δn_2 , Δn_3 – ширины соответствующих зависимостей $I(n)$, взятые на уровне $0,7I_{max}(f)$

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Какая физическая величина называется добротностью колебательного контура?
2. Запишите формулу, отражающую зависимость добротности колебательного контура от параметров (R , L , C) этого контура.
3. Запишите дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний.
4. Запишите выражение, согласно которому происходит колебание заряда при установившихся вынужденных колебаниях (при этом поясните обозначения физических величин, входящих в формулу).
5. Запишите формулу, отражающую зависимость коэффициента затухания электромагнитных колебаний от параметров (R , L , C) соответствующего колебательного контура.
6. Запишите формулу для полного сопротивления цепи переменному электрическому току, если она содержит активное сопротивление, катушку индуктивности и конденсатор.
7. Запишите формулу, по которой можно рассчитать собственную частоту колебательного контура.
8. Что называется резонансом напряжений?
9. Приведите векторную диаграмму резонанса напряжений.
10. Запишите формулу, по которой можно рассчитать резонансную частоту.

II уровень

11. В каком случае падение напряжения на катушке индуктивности колебательного контура будет равно напряжению на конденсаторе этого контура?
12. Электроемкости и индуктивности двух колебательных контуров одинаковы, а активное сопротивление первого в 4 раза больше, чем соответствующее сопротивление второго. Как различаются добротности этих контуров?

13. В каком случае справедлива формула $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ для вычисления добротности колебательного контура?

14. Влияет ли индуктивность колебательного контура на резонансную частоту? Если влияет, то как?

15. Назовите способы, используя которые, можно рассчитать (определить) добротность колебательного контура.

СПРАВОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ

Греческий алфавит

α	альфа	ν	ню
β	бета	ξ	кси
γ	гамма	\omicron	омикрон
δ	дельта	π	пи
ϵ	эпсилон	ρ	ро
ζ	дзета	σ	сигма
η	эта	τ	тау
θ	тета	ϕ	фи
κ	каппа	χ	хи
λ	лямбда	ψ	пси
μ	мю	ω	омега

Приставки и множители для образования десятичных, кратных и дольных единиц

Приставка	символ	множитель
дека	да	10^1
гекто	Г	10^2
кило	к	10^3
мега	М	10^6
гига	Г	10^9
тера	Т	10^{12}

Приставка	символ	множитель
деци	д	10^{-1}
санتي	с	10^{-2}
милли	м	10^{-3}
микро	мк	10^{-6}
нано	н	10^{-9}
пико	п	10^{-12}

Основные физические константы

Название	Символ	Значение	Размерность
Гравитационная постоянная	G	$6,67 \cdot 10^{-11}$	$\text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$
Ускорение свободного падения на поверхности Земли	g_0	9,81	$\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$

Название	Символ	Значение	Размерность
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8$	$\frac{\text{м}}{\text{с}}$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{23}$	Моль^{-1}
Заряд электрона	e	$1,602 \cdot 10^{-19}$	Кл
Масса электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31}$	кг
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$	$\frac{\text{Ф}}{\text{м}}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	$\frac{\text{Г}}{\text{м}}$
Постоянная Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-34}$	Дж·с
Магнетон Бора	μ_B	$9,27 \cdot 10^{-24}$	$\frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$

Относительная диэлектрическая проницаемость некоторых веществ

Вещество	ϵ
Вода	81,0
Глицерин	39,1
Керосин	2,0
Парафин	2,0
Слюда	7,0
Стекло	4,3
Эбонит	3,0

Удельное сопротивление и температурный коэффициент сопротивления некоторых проводников

Вещество	$\rho, 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$\alpha, 10^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$
Медь	0,17	4,2
Алюминий	0,26	3,6
Железо	1,2	6,0
Нихром	11,0	0,4

Вещество	$\rho, 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$\alpha, 10^{-3}\cdot\text{К}^{-1}$
Вольфрам	0,55	5,2
Серебро	0,16	3,6
Свинец	2,1	4,3

Удельная проводимость электролитов при 18 °С

Вещество	Процент содержания вещества в растворе, %	$\sigma = \frac{1}{\rho}, \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$
Хлористый калий (KCl)	10	13,59
Хлористый натрий (NaCl)	10	12,11
Едкий натр (NaOH)	10	31,24
Серная кислота (H ₂ SO ₄)	10	39,15

Свойства ферромагнитных материалов

Материал	Относительная начальная проницаемость	Относительная максимальная проницаемость	Коэрцитивная сила, $\frac{\text{А}}{\text{м}}$	Индукция насыщения, Тл
Железо чистое	10^4	$20 \cdot 10^4$	4	2,15
Железо техническое	150	$5 \cdot 10^3$	80	2,15
Пермаллой	$8 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$	4	1,08
Феррит	10^3	$2 \cdot 10^3$	8	0,25

Точка Кюри некоторых веществ

Вещество	$T_c, \text{ }^\circ\text{С}$
Железо	770
Кобальт	1130
Никель	358
Пермаллой (22 % Fe, 78 % Ni)	550
Гадолиний	16
Магнетит Fe ₃ O ₄	572

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трофимова Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : 2003. – 541 с.
2. Детлаф А. А. Курс физики : в 3 ч. / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Высшая школа, 2003. – 551 с.
3. Иродов И. Е. Электромагнетизм. Основные законы / И. Е. Иродов. – 7-е изд. – М. : 2014. – 320 с.
4. Ташлыкова-Бушкевич И. И. Физика : учебник : в 2 ч. / И. И. Ташлыкова-Бушкевич. – Минск : Вышэйшая школа, 2014. – Ч. 2 : Механика. Молекулярная физика и термодинамика. Электричество и магнетизм. – 2-е изд., испр. – 232 с.
5. Аксенова Е. Н. Методы оценки погрешностей при измерении физических величин : учебно-методическое пособие / Е. Н. Аксенова, Н. П. Калашников. – СПб : Лань, 2019. – 40 с.
6. Погонишев В. А. Физика для аграрных университетов : учебник для ВО / В. А. Погонишев. – 2-е изд., испр. – СПб : Лань, 2020. – 404 с.
7. Савельев И. В. Курс общей физики : учебное пособие для вузов : в 5 т. / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – СПб: Лань, 2024. – Т. 2 : Электричество и магнетизм. – 344 с.
8. Грабовский Р. И. Курс физики : учебное пособие для вузов / Р. И. Грабовский. – 14-е изд., стер. – СПб : Лань, 2024. – 680 с.

Учебное издание

Королевич Майя Васильевна,
Болодон Владимир Найданович,
Логвинович Павел Николаевич и др.

ФИЗИКА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

В трех частях

Часть 2

Электричество и магнетизм

Учебное пособие

Ответственный за выпуск *С. В. Слонская*
Редактор *В. Л. Невдах*
Корректор *В. Л. Невдах*
Компьютерная верстка *Д. А. Пекарского*
Дизайн обложки *Д. О. Михеевой*

Подписано в печать 04.09.2025. Формат 60×84¹/₁₆.
Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 12,32. Уч.-изд. л. 9,64. Тираж 99 экз. Заказ 68.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования
«Белорусский государственный аграрный технический университет».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий
№ 1/359 от 09.06.2014.
№ 2/151 от 11.06.2014.
Пр-т Независимости, 99–1, 220012, Минск.