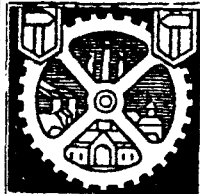




ИНЖЕНЕРНО-ПРОМЫШЛЕННАЯ
БИБЛИОТЕКА.



ЗЕРНОВ, В. Д., проф.

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
по
Ф И З И К Е.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ.

*Госуд. Ученым Советом допущено
в качестве пособия для ВТУЗ,ов.*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО.

Москва — 1927 г.

Государственное Техническое Издательство.

МОСКВА, Центр, Ильинка, Юшков пер., д. 6. Телеф. 2-56-34.

- Анисимов, Н. И.**, инж. Плотины водоудержательные и водоподъемные (конспект лекций). Ч. I. Водоудержательные плотины. М. 1923 г. 68 стр. 94 рис. Ц. 1 р.
- Его же.** Плотины водоудержательные и водоподъемные (конспект лекций). Ч. II. Водоподъемные плотины. М. 1924 г. 178 рис. и 430 черт. в отдельн. атласе. Ц. 3 р.
- Аппельд.** Элементы математического анализа. Ч. I. Функции одного независимого переменного. Под ред. проф. И. И. Привалова. М. 1924 г. 220 стр. 105 рис. Ц. 2 р. 90 к.
- Его же.** Элементы математического анализа. Ч. II. Функции многих независимых переменных. Дифференциальные уравнения. Под ред. проф. И. И. Привалова. М. 1924 г. 132 стр. 46 рис. Ц. 1 р. 60 к.
- Броунов, П. И.**, заслуж. проф. Атмосферная оптика. Световые явления в атмосфере в связи с предсказанием погоды. М. 1924 г. 220 стр. 119 рис. Ц. 2 р. 75 к. Гос. Уч. Сов. допущено в качестве пособия для ВУЗ'ов.
- Его же.** Курс метеорологии. Пособие для университетов, высших и средних технических и сел.-хоз. учебн. заведений и для практиков. В двух частях. Ч. I—Статика и термодинамика атмосферы. Ч. II—Динамика атмосферы и климатология. М. 1927 г. 260 стр. 195 рис. Ц. 4 р. 90 к.
- Велихов, П. А.**, проф. Теория инженерных сооружений. Опыт слитного изложения основ сопротивления материалов и строит. механики. Вып. I. М. 1924 г. 304 стр. 200 рис. Ц. 3 р. 35 к.
- Ветцель, И.**, инж. Разработка проекта по электрическому освещению. Пер. с франц. инж. С. Р. Розенбаума. М. 1926 г. 40 стр. 38 рис. Ц. 60 к.
- Видмар, М.**, д-р техн. Экономические законы проектирования электрических машин. Под ред. проф. Я. Н. Шпильрейна. М. 1924 г. 112 стр. 7 рис. Ц. 1 р. 70 к.
- Витгенбауэр, Ф.**, проф. Задачник по механике теоретической и аналитической с подробными решениями. М. 1926 г. Изд. 2-е. 240 стр. 626 рис. Ц. 3 р. 50 к.
- Воронин, Л. Н.**, инж. Рациональное устройство жилищ, поселков и городов. Пособие для инженеров, техников, студентов, работников коммунального хозяйства и жилищаристов. М. 1926 г. 88 стр. 105 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Гибшман, А. А.** Краткий учебник (конспект лекций) по английскому языку и английской технической литературе для русских технических учебных заведений. М. 1926 г. 116 стр. 31 рис. Ц. 85 к. Научно-Технической Секцией ГУС'а допущено в качестве пособия для высших и средних технич. учебн. завед.
- Глебов, С. Ф.**, инж. Процесс резания, как единая эмпирическая формула. М. 1923 г. 42 стр. 8 рис. Ц. 40 к.
- Де-Лиондэ, Ф. Г.**, препод. Моск. горн. акад. Перспективное скинирование зданий, внутренних видов помещений и пейзажей; построение теней и перспектив по ортогональным проекциям. Пособие для ВТУЗ'ов и техникумов. М. 1927 г. 64 стр. 45 рис. Ц. 1 р.
- Добровольский, В. В.**, инж. Сборник задач по механике. Пособие для техникумов, рабфаков, школ фабзавуч'а и др. М. 1926 г. 88 стр. 193 рис. Ц. 1 р. 35 к.
- Дроздов, Ф. В.**, инж. Счетные машины и производство вычислений механическим путем. М. 1926 г. 72 стр. 64 рис. Ц. 1 р. 40 к.
- Жаксон, А.**, д-р, инж. Современные деревянные конструкции в инженерных сооружениях. Под ред. и в обработке проф. Н. К. Лахтина. М. 1926 г. Изд. 2-е. 76 стр. 130 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Живаго, В. И.**, инж. Курс начертательной геометрии. Для технич. учебн. завед. и для самостоятельного изучения. М. 1927 г. 168 стр. 478 рис. в отдельном атласе. Ц. с атласом 3 р. 80 к. Научно-Технич. Секц. Госуд. Учен. Совета допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов.
- Жуковский, Н. Е.**, проф. Теоретическая механика. Часть I. Статика и графостатика. М. 1925 г. Изд. 8-е. 159 стр. 193 рис. Ц. 2 р. 25 к.
- Его же.** Теоретическая механика. Ч. II. Кинематика и динамика. М. 1927 г. Изд. 8-е. 176 стр. 159 рис. Ц. 2 р. 45 к.
- Его же.** Теоретическая механика. Ч. III. Дополн. статьи. М. 1925 г. 44 стр. 49 рис. Ц. 60 к.
- Его же.** Теоретические основы воздухоплавания. Под ред. инж.-мех. В. П. Ветчинкина и Н. Г. Чежова. М. 1925 г. Изд. 2-е. 306 стр. 354 рис. Ц. 4 р. 65 к.
- Зейферт, Франц.**, инж. Термодинамика газов и паров. Пособие для инженеров и студентов. Под редакц. проф. А. Л. Королькова. М. 1926 г. 72 стр. 26 рис. Ц. 1 р. 30 к.
- Его же.** Конструкции и расчет паровых турбин. Руководство для технических школ и практиков. Перевод с немецкого с дополнен. инж. Л. А. Боровича. М. 1926 г. 72 стр. 67 рис. Ц. 1 р. 10 к.
- Его же.** Конструкция и расчет двигателей внутреннего сгорания. Перевод инж.-техн. Н. И. Дунаевского. Под редакц. и с дополн. проф. Н. Р. Брилинга. М. 1926 г. 88 стр. 94 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Его же.** Руководство к производству испытаний паровых машин, котлов, паровых турбин и двигателей внутреннего сгорания. Под ред. инж.-техн. Л. А. Боровича. М. 1926 г. 112 стр. 52 рис. Ц. 1 р. 50 к.
- Зернов, В. Д.**, проф. Конспект лекций по физике. Часть I. Механический отдел физики. Молекулярная физика. Тепловые явления. М. 1926 г. 104 стр. 133 рис. Ц. 1 р. 75 к. Госуд. Учен. Сов. допущено в качестве руководства для ВТУЗ'ов.

ЗЕРНОВ, В. Д., проф.

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
ПО
Ф И З И К Е.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ.

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО.
МАГНЕТИЗМ.
РАДИОАКТИВНОСТЬ.

С 173 РИСУНКАМИ В ТЕКСТЕ.

Государственным Ученым Советом допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов.



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО.

Москва — 1927 г.

*Без разрешения Гостехиздата
перепечатка не допускается.*



ОГЛАВЛЕНИЕ.

I. Электростатика.

	Стр.
1. Заряжение трением	5
2. Передача заряда через прикосновение	—
3. Два рода электрических зарядов.	6
4. Взаимное заряжение	—
5. Электроскоп	—
6. Проводники и изоляторы	—
7. Объяснение электризации	7
8. Закон Кулона.	—
9. Единицы количества электричества.	8
10. Распределение заряда на проводнике.	9
11. Электризация через влияние.	10
12. Объяснение явления передачи заряда через прикосновение	11
13. Воззрения Фарадея.	—
14. Электростатическое поле.	12
15. Линии сил	—
16. Напряжение поля.	13
17. Электростатическая индукция	—
18. Поток индукции	14
19. Трубки сил.	—
20. Теорема Гаусса	—
21. Поле, созданное наэлектризованной плоскостью.	15
22. Действие поля на заряд.	—
23. Поле между двумя пластинками	16
24. Взаимодействие двух пластинок	—
25. Работа электрических сил.	—
26. Потенциал одной пластинки относительно другой.	17
27. Разность потенциалов между двумя точками пространства.	—
28. Потенциал уединенного заряженного тела	—
29. Направление силовых линий у поверхности проводника.	18
30. Энергия поля.	20
31. Энергия заряженного проводника	—
32. Электроемкость	21
33. Емкость шара.	—
34. Емкость плоского конденсатора	—
35. Соединение конденсаторов.	22
36. Абсолютный электрометр Томсона	23

II. Электрический ток.

1. Общие понятия.	24
2. Источники электрического тока	25
3. Основные законы электрического тока.	26
4. Распределение потенциалов в замкнутой цепи	27
5. Соединение проводников и элементов.	28
6. Правила Кирхгофа	30
7. Тепловое действие тока	—
8. Термоэлектрические явления.	31

III. Магнетизм.

1. Основные явления	32
2. Взаимодействие магнитных полюсов	33
3. Магнитный момент	—
4. Магнитное поле.	—
5. Магнитодвижущая сила	34
6. Железо в магнитном поле.	—
7. Тела пара- и диамагнитные	36
8. Магнитное поле земли.	—
9. Гипотеза Вебера	37

IV. Магнитное поле электрического тока.

1. Форма магнитного поля тока.	37
2. Закон Био и Саввара.	39
3. Действие бесконечно длинного тока	40
4. Действие кругового тока	41
5. Система $CCSM$	—
6. Определение тангенциальной слагающей земного магнетизма.	—

V. Электродинамика.

	Стр
1. Движение магнитного полюса в поле электрического тока	42
2. Движение тока в магнитном поле	43
3. Взаимодействие токов.	45
4. Работа, совершенная силой при движении тока в магнитном поле	46

VI. Индукция или наведение тока.

1. Индукция тока в поле постоянного магнита	47
2. Индукция в поле тока.	50
3. Электродвижущая сила наведенного тока (вывод Гельмгольца).	—
4. Коэффициент взаимной индукции	52
5. Самоиндукция	53
6. Токи Фуко.	54

VII. Переменный ток.

1. Получение переменного тока.	55
2. Цепь с сопротивлением	56
3. Цепь с самоиндукцией	57
4. Конденсатор в цепи переменного тока	58
5. Сложная цепь переменного тока.	59
6. Параллельное включение емкости и самоиндукции	61
7. Резонанс в цепи переменного тока.	—
8. Трансформация переменного тока	63
9. Постоянный ток, получаемый от машины	64
10. Среднее значение силы тока.	65
11. Эффект тока	—
12. Взаимодействие переменных токов.	67

VIII. Электрические колебания и волны.

1. Механизм электрического колебания	67
2. Формула Томсона.	69
3. Токи смещения и электрические волны.	70
4. Волны Герца	72
5. Резонатор	74
6. Когерер	—
7. детектор	75
8. Термоэлемент.	—
9. Опыты Герца — Лебедева	76
10. Токи Тесла	—
11. Дуга Дудделя	77
12. Волны в проволоках.	—
13. Уравнение волны	78

IX. Ток в жидкостях.

1. Проводники второго рода.	79
2. Законы Фарадея	80
3. Теория электролитического тока	81
4. Пластификация электродов.	83
5. Теория гальванического элемента	84
6. Устройство гальванических элементов	85
7. Местные токи.	—
8. Аккумулятор	86
9. Некоторые технические приложения электролиза	88

X. Ток в газах.

1. Катодные лучи	89
2. Анодные лучи.	94
3. X-лучи Рентгена	95
4. Ультрафиолетовая катодная лампа	97
5. Электрический ток в газах.	98

XI. Радиоактивные явления.

1. Фантаскоп.	100
2. Открытие Кюри.	101
3. Эманация.	102
4. Населенная радиоактивность.	103
5. Теория радиоактивных явлений	—
6. Радиоактивное равновесие	104
7. Превращение нерадиоактивных элементов	105
8. Новая химия	—

ГЛАВА I.

Электростатика.

1. Заряжение трением.

Еще в древности было известно, что янтарь, потертый о шерсть животного, приобретает способность притягивать к себе окружающие тела. То, что является причиной нового свойства янтаря, что появилось на янтаре вследствие трения его о шерсть, названо было электричеством или электрическим зарядом (янтарь по гречески — *ήλεκτρον*). Самое название „электричество“ введено в науку Гильбертом и впервые встречается в его труде, напечатанном в Лондоне в 1600 году — „De magnete magneticisque corporibus et de magno magnete tellure Physiologia nova“.

Гильберт показал, что не только янтарь, но и целый ряд других тел, будучи потерты о шерсть, приобретают то же замечательное свойство притягивать к себе окружающие тела. Это свойство существенно отличается от Ньютоновского притяжения как силой взаимодействия, так и тем, что способностью притягивать к себе окружающие тела, обусловленной присутствием электрического заряда, тело обладает только временно, пока оно заряжено; Ньютоновское же притяжение присуще материи неизменно — это есть свойство тел от них неотделимое.

Впоследствии оказалось, что всякие два разнородных тела, потертые друг о друга, приобретают описанные свойства. В некоторых случаях мы не обнаруживаем этого свойства, вследствие побочных причин, которые мы выясним в дальнейшем.

2. Передача заряда через прикосновение.

Если телом, обладающим уже электрическим зарядом, коснуться тела незаряженного, то и это последнее приобретает свойства заряженного тела, т.е. приобретает электрический заряд, при чем первое тело отчасти теряет свой заряд, т.е. сила, с которой оно притягивает к себе окружающие тела, уменьшается.

Взаимодействие наэлектризованных тел. Мы говорили о действии заряженного тела на незаряженное и установили, что незаряженное всегда притягивается к заряженному. Но если мы возьмем два заряженных тела, то найдем гораздо более сложное явление. Так, например, если мы зарядим прикосновением два шарика, висящих на тонких шелковых нитях, от одного и того же заряженного тела, то такие два шарика будут уже взаимно отталкиваться. В качестве источника электрического заряда мы можем взять янтарь (или другую смолу), потертый о шерсть, или стеклянную палочку, потертую об амальгамированную кожу или резину. — во всех случаях опыт даст одни и те же результаты, — шарики будут взаимно отталкиваться и будут также отталкиваться от того тела, от которого они получили заряд.

Но если один шарик зарядить от смоляной палочки, а другой от стеклянной, то такие два шарика будут уже взаимно притягиваться. Шарик, заряженный от стеклянной палочки, будет от нее отталкиваться, но будет притягиваться к смоляной заряженной палочке, и шарик, заряженный от смоляной палочки, будет отталкиваться от смоляной заряженной палочки, но будет притягиваться к стеклянной заряженной палочке.

3. Два рода электрических зарядов.

Описанное явление притяжения и отталкивания наэлектризованных тел заставляет нас предполагать существование двух сортов электрических зарядов. Один сорт получается на смоляной палочке, потертой о шерсть, — его мы называем смоляным или отрицательным электрическим зарядом, и другой сорт получается на стеклянной палочке, потертой об амальгамированную кожу, — этот сорт мы называем стеклянным или положительным электрическим зарядом.

Опыт показывает, что тела, заряженные одноименным электричеством, взаимно отталкиваются, заряженные же электрическими зарядами разных знаков — взаимно притягиваются.

4. Взаимное заряжение.

Легко показать, что при трении двух разнородных тел одно заряжается положительным электричеством, другое — отрицательным. Взаимное заряжение происходит не только при трении, но и при простом соприкосновении, но более слабое, а также при раскалывании, кристаллизации, и при всякого рода механических взаимодействиях тел. Повидимому основное явление взаимного заряжения всевозможных родов есть соприкосновение.

Известны два ряда, в которых вещества расположены так, что — при соприкосновении или при трении предыдущего с одним из последующих — первое электризуется положительно, а второе отрицательно и — при трении или соприкосновении тела с одним из предыдущих — первое электризуется отрицательно, а второе положительно.

Первый ряд: алюминий, цинк, олово, кадмий, свинец, сурьма, висмут, нейзильбер, латунь, ртуть, железо, сталь, медь, серебро, золото, угли, уран, теллур, платина, палладий — это так назыв. ряд Вольты.

Другой ряд: мех, полированное стекло, шерстяные ткани, перья, дерево, бумага, шелк, шеллак, смола.

Таким образом, например, дерево при трении о шелк электризуется положительно, а при трении о мех то же дерево электризуется отрицательно.

При исследовании зарядов всегда берут гладкое стекло, которое электризуется положительно при трении об амальгамированную кожу (амальгама — сплав ртути с металлом; обычно употребляют амальгаму Кимайера — сплав ртути, цинка и олова), а для получения отрицательного заряда берут роговой каучук или смолу, потертую о мех. Заряды в этих случаях получаются особенно сильные.

5. Электроскоп.

Чтобы обнаруживать присутствие зарядов и измерять степень наэлектризованности тел, употребляют прибор, называемый электроскопом: металлический стержень AB снабжен, как показано на рис. 1, с верхнего конца шариком, называемым головкой электроскопа, а к нижнему концу стержня AB прикреплены тонкие алюминиевые или золотые листочки ll (листочки электроскопа). Стержень AB с листочками укреплен в горле стеклянного сосуда резиновой или другой смоляной пробкой P . Когда стержень AB получает заряд, то и листочки получают тот же заряд и отталкиваются между собою и от стержня, расходясь на некоторый угол, тем больший, чем больше степень заряженности стержня и листочков.

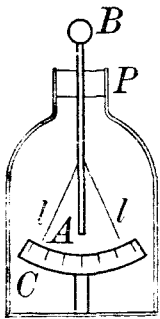


Рис. 1.

6. Проводники и изоляторы.

Если взять два электроскопа и один из них зарядить каким-нибудь электричеством, а затем соединить головку заряженного электроскопа с головкой незаряженного — металлической проволокой (держа проволоку стеклянной палочкой), то

электрический заряд с заряженного электроскопа перейдет отчасти на незаряженный; листочки последнего разойдутся, но зато расхождение листочков первого электроскопа уменьшится. Если электроскопы сделаны с вершинами одинаковыми по величине, весу листочков и проч., то после перехода части заряда на второй электроскоп листочки того и другого электроскопа разойдутся совершенно одинаково — это обнаружит, что электрический заряд распределится равномерно между двумя электроскопами. Из какого бы металла ни был сделан стержень, которым мы соединяли электроскопы, — заряд перейдет с заряженного — на незаряженный электроскоп, — металлы мы называем проводниками электричества; но если сделать стержень из стекла, каучука или смолы, — заряд останется на заряженном электроскопе и на незаряженный не перейдет, — эти последние тела мы называем непроводниками электричества, изоляторами или диэлектриками. Существуют и так называемые полупроводники, по которым электрический заряд перемещается, но медленно; к этому разряду относятся дерево (особенно влажное), пенька, кожа и прочие органические тела. Человеческое тело также проводит электрические заряды, и, если мы рукой коснемся головки заряженного электроскопа, то заряд электроскопа по телу человека перейдет в землю и листочки электроскопа спадутся, не обнаруживая никакого заряда. Соединение заряженного тела с землей металлической проволокой или через тело человека называется „отведением к земле“.

7. Объяснение электризации с точки зрения современной теории строения материи.

В первой части нашего курса мы познакомились с современными воззрениями на строение материи и, в частности, с современными взглядами на строение атома. С этой точки зрения каждый атом состоит из положительно заряженного материального ядра и сопутствующих ему отрицательных зарядов или электронов. Количество положительного электричества ядра и количество отрицательного электричества, принадлежащее электронам — спутникам ядра, равны в каждом нейтральном атоме. Таким образом, в каждом нейтральном теле заключено и положительное и отрицательное электричество и притом в равных количествах. Положительные заряды могут перемещаться только вместе с ядрами атомов, т. е. положительное электричество может перемещаться только вместе с материей; напротив, отрицательные заряды — электроны — относительно свободны. При трении, например, стеклянной палочки об амальгамированную кожу часть электронов стеклянной палочки как бы прилипает к коже, и на стекле оказывается недостаток отрицательного заряда, — стекло заряжается положительно. Отрицательные же заряды — электроны, так сказать, прилипли к коже, на коже не остаются, так как и кожа и руки экспериментатора суть проводники электрического заряда, и электроны с кожи через человеческое тело уйдут в землю. Но если амальгамированную кожу прикрепить к изолирующей (стеклянной или эбонитовой) ручке и затем произвести опыт электризации трением, то на коже мы обнаружим отрицательный заряд, равный положительному заряду стеклянного стержня.

В случае трения шерсти и эбонита, шерсть отдает часть своих электронов эбониту, и они остаются на эбоните, так как последний является непроводником электрических зарядов, а недостаток электронов на шерсти пополняется из земли через руку экспериментатора.

Понятно, что, для обнаружения электрических зарядов на металлах, необходимо — металл держать при помощи изолирующей ручки, иначе заряды, получаемые на металле, тотчас же уйдут через руку экспериментатора в землю.

8. Закон Кулона.

Исследуя взаимодействие наэлектризованных тел с количественной стороны при помощи крутильных весов, Кулон пришел к заключению, что сила взаимодействия между наэлектризованными телами — прямо пропорциональна величинам заря-

дов того и другого наэлектризованного тела или. что то же самое, количеством электричества e и e_1 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними.

$$F = k \frac{ee_1}{r^2},$$

где F — сила взаимодействия.

Коэффициент k мы можем положить равным единице, выбрав соответственным образом единицы измерения количества электричества.

Кроме того было обнаружено, что на величину силы взаимодействия влияет среда, находящаяся между наэлектризованными телами, и наибольшая сила взаимодействия получается в том случае, когда между наэлектризованными телами находится пустота. Коэффициент, характеризующий влияние среды, мы пишем в знаменателе формулы Кулона, называем его диэлектрической постоянной и обозначаем его через ϵ и для пустоты полагаем $\epsilon = 1$.

Таким образом, закон Кулона в окончательном виде мы напишем так:

$$F = \frac{ee_1}{\epsilon r^2}.$$

Аналитическое выражение закона Кулона аналогично выражению закона Ньютона для всемирного тяготения: $F = k \frac{mm_1}{r^2}$, но в законе Ньютона значение коэффициента k зависит от выбора единиц массы, силы и расстояния, тогда как в выражении закона Кулона этот коэффициент мы полагаем равным единице и соответственным образом выберем единицы измерения количества электричества. Формула Ньютона может иметь только один знак, так как в правую ее часть входят только существенно положительные величины, и может иметь место только взаимное притяжение, тогда как в случае электрического взаимодействия, произведение ee_1 может быть и положительной и отрицательной величиной, в зависимости от знаков зарядов, и физически имеет место притяжение в одном — и отталкивание в другом случае. Наконец, сила тяготения не зависит от природы среды находящейся между взаимодействующими телами, по крайней мере такого явления мы не знаем, а величина силы электрического взаимодействия зависит от природы среды, в которой происходит явление взаимодействия, и это влияние характеризуется величиной диэлектрической постоянной.

Приведем некоторые значения диэлектрических постоянных, способ же определения их укажем впоследствии.

Пустота $\epsilon = 1$.

воздух	1,0006	стекло	4--7
спирт	26,4	парафин	2
серн. эфир	4,4	эбонит	3
керосин	2	сера	4
дист. вода	81	слюда	6

9. Единица количества электричества в электростатической мере (CGSE).

Закон Кулона служит основанием для установления абсолютной электростатической системы единиц измерения электрических величин и в первую очередь для установления единицы измерения количества электричества в абсолютной электрической мере или в системе CGSE.

За единицу количества электричества мы выбираем такое количество электричества, которое взаимодействует в пустоте с себе равным количеством электричества на расстоянии одного сантиметра с силой в одну дину.

Таким образом, два маленьких шарика, заряженных одинаковым количеством электричества, находящихся на расстоянии одного сантиметра и отталкивающиеся или притягивающиеся взаимно с силою в одну дину, несут на себе каждый по одной единице электричества.

Два шарика, одинаково заряженных, находящихся в среде с диэлектрической постоянной ϵ на расстоянии r и взаимодействующие с силою F дин на основании закона Кулона, заряжены каждый

$$e = r\sqrt{\epsilon F \cdot \epsilon}$$

единицами количества электричества, измеренного в системе CGSE.

Количество электричества мы называем также массой электрического заряда.

О величине массы электрического заряда мы судим, таким образом, по величине силы взаимодействия между наэлектризованными телами. Точно так же, как о материальной массе, мы судим по силе притяжения данной массы к земле.

Практическая единица измерения количества электричества (кулон). Выбранная нами единица количества электричества в системе CGSE оказывается очень малой и в технике электрического тока, где оперируют с большими массами электричества, вследствие этого неудобной. В основание практической системы единиц измерения положено количество электричества, которое в $3 \cdot 10^9$ больше ранее нами выбранного. Эта единица названа „кулоном“.

$$\text{Кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ ед. CGSE.}$$

В электростатике мы, однако, чаще пользуемся абсолютной системой, так как силы взаимодействия между наэлектризованными телами уже при малых зарядах весьма значительны.

Так легко сообразить на основании закона Кулона, что два тела, помещенные в пустоте на расстоянии одного километра друг от друга и заряженные количеством электричества в один кулон каждое, взаимодействуют с силою:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{10^{10}} = 9 \cdot 10^8 \text{ дин}$$

или приблизительно с силою в 900 килограмм.

10. Распределение заряда на проводнике.

Фарадей показал, что заряд на теле, сделанном из проводящего материала, располагается только на поверхности тела. Чтобы доказать это, он брал полый металлический шар, укрепленный на изолирующей подставке и имеющий отверстие, помещенное на верхней части шара. Шар заряжается прикосновением какого-нибудь наэлектризованного тела. Маленьким шариком, укрепленным на изолирующей ручке, так называемым — пробным шариком, мы касаемся поверхности шара и затем головку электроскопа, — листочки электроскопа расходятся, обнаруживая присутствие заряда на поверхности шара. Если же ввести пробный шарик внутрь полого шара через верхнее отверстие и коснуться шара изнутри, то пробный шарик не заряжается, что мы и обнаруживаем тем же электроскопом.

Можно обнаружить также, что на поверхности проводящего шара электрический заряд распределяется равномерно, т. е. на каждом квадратном сантиметре помещается одинаковое количество электричества; если же проводник не сферический, то распределение электричества делается неравномерным: электрический заряд располагается на выпуклых и отсутствует на вогнутых его местах, при чем электричество скопляется в наибольшей степени в тех местах проводника, которые обладают наименьшими радиусами кривизны (рис. 2).

Если на поверхности проводника имеется острие, наибольшее количество электрических зарядов сосредоточивается именно на острие, как на поверхности с очень малым радиусом кривизны. При значительном заряде электричество не удерживается на острие, стекает в воздух, что сопровождается свечением и, заряжая окружающий воздух одноименным зарядом, отталкивает от себя воздух и само отталкивается, приводя в движение проводник.

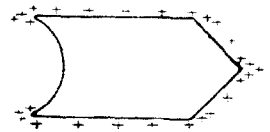


Рис. 2.

Количество электричества, приходящееся на единицу поверхности проводника, носит название поверхностной плотности электрического заряда, и мы будем обозначать эту величину знаком σ .

Исследуя распределение зарядов на непроводнике, мы заметим, что никакой подобной проводникам закономерности мы не найдем. Заряды остаются на том месте, где они возникли, и могут размещаться и на поверхности и внутри изолятора.

Описание явления легко объясняется с точки зрения подвижности отрицательных зарядов или электронов в проводниках, и своеобразное распределение электричества на поверхности проводника есть не что иное, как условие статического равновесия взаимно отталкивающихся зарядов на поверхности тела.

11. Электризация через влияние.

Незаряженное тело получает заряд, как мы видели, в том случае, когда мы касаемся его заряженным, но если мы даже не касаемся проводника заряженным телом, а только приближаем заряженное тело A к незаряженному проводнику B , то в последнем появляются заряды (рис. 3) противоположного знака по отношению к заряженному телу A на ближайших к нему частях тела B и того же знака на удаленных частях тела B . Такое зарядение носит название зарядения через влияние или наведения заряда.

В справедливости сказанного легко убедиться, соединив концы тела B с электроскопами после приближения заряженного тела A к проводнику B , разделив тело B на две части по плоскости dd .

Наведенные заряды на теле B (не разделенном) держатся только до тех пор, пока мы имеем заряд на теле A . Если же тело A удалить или отвести его заряд в землю, разноименные заряды на B тотчас же исчезают.

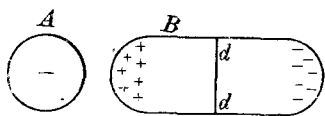


Рис. 3.

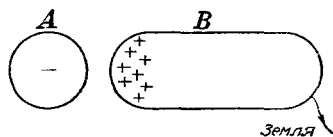


Рис. 4.

Описанное явление также легко объясняется с точки зрения подвижности электронов в проводнике: когда мы приближаем заряженное тело A к проводнику B (рис. 3) отрицательные заряды, свободно перемещающиеся по проводнику, отталкиваются от наводящего заряда и отходят на удаленный конец тела B , они продолжают отталкиваться от заряда A , но дальше они встречают непроводящую среду (воздух) и останавливаются на поверхности тела. Здесь получается избыток отрицательных зарядов, а на том месте, откуда они ушли, оказывается недостаток отрицательных зарядов или, что то же самое, избыток положительного электричества.

Если мы, вызвав описанное разделение зарядов на проводнике B (рис. 4), соединим этот проводник с землей, то отрицательные заряды с тела B , продолжая отталкиваться от заряда A , уйдут в землю, и если теперь мы прервем соединение с землей и уничтожим заряд A , то тело B останется заряженным положительным зарядом.

Легко сообразить, что будет происходить, если тело A будет заряжено положительно (рис. 5). Свободно перемещающиеся электроны в теле B притянутся к A и расположатся на ближайшем к A конце тела. На противоположном конце окажется положительный заряд. Если в этом случае мы соединим тело B с землей, то отрицательные заряды притянутся с земли по соединяющему проводнику к телу B и компенсируют положительные заряды на его конце, а если мы прервем соедине-

ние тела *B* с землею и затем удалим заряд *A*, то тело *B* окажется заряженным отрицательным электричеством.

Если тело *B* не проводник, а изолятор, то электроны не могут свободно по нему перемещаться, но в каждом отдельном атоме происходит некоторое смещение электронов под действием внешнего заряда (рис. 6), и заряды в диэлектрике известным образом ориентируются. Эта ориентировка носит название полярзации диэлектрика.

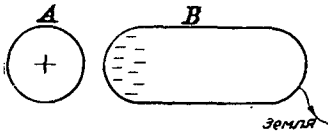


Рис. 5.

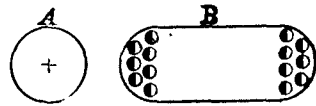


Рис. 6.

Легко видеть, что, как в случае проводника, так и в случае диэлектрика, разноименные заряды, лежащие на теле *A* и вызванные влиянием на теле *B*, находятся ближе друг к другу, чем одноименные, а вследствие этого и сила притяжения больше силы отталкивания, и незаряженное тело всегда притягивается к заряженному. В сущности сначала происходит зарядение через влияние или поляризация диэлектрика, а затем уже, как следствие, взаимное притяжение.

Заметим, что оттолкнувшийся заряд, вызванный через влияние на проводнике, называется свободным, а притянувшийся — связанным зарядом.

12. Объяснение явления передачи заряда через прикосновение.

Как мы видели можно зарядить одно тело от другого или прикосновением, или пользуясь явлением влияния. Но и зарядение через прикосновение надо рассматривать, как результат разделения зарядов в заряжаемом теле.

Возьмем наэлектризованную стеклянную палочку *A* (рис. 7) и коснемся ею головки электроскопа *B*. В стержне электроскопа произойдет разделение зарядов, и электроны (отрицательные заряды) притянутся к положительно заряженной стеклянной палочке, перейдут на нее и уничтожат (компенсируют) часть положительного заряда стеклянной палочки, положительные же заряды, оставшиеся на листочках электроскопа, вызовут расхождение листочков. После удаления стеклянной палочки *A*, на стержне и листочках электроскопа окажется избыток положительного заряда.

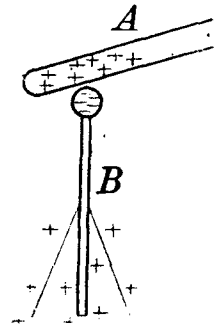


Рис. 7.

13. Воззрения Фарадея на явление электрического взаимодействия.

До сих пор мы говорили о взаимодействии наэлектризованных тел, полагая, что сила электрического взаимодействия передается на расстоянии без участия среды, находящейся между наэлектризованными телами. Такая точка зрения называется принципом действия на расстоянии или „*Actio in distans*“. На такой точке зрения по отношению к электрическим явлениям стоял Кулон. Такая же точка зрения применяется и до настоящего времени к явлениям взаимодействия материальных масс по закону всемирного тяготения.

Но мы уже заметили, что в формулу Кулона, характеризующую взаимодействие наэлектризованных тел или взаимодействие зарядов, входит коэффициент — диэлектрическая постоянная, характеризующая влияние среды на силу взаимодействия.

Фарадей на основании того, что среда оказывает влияние на силу взаимодействия, полагал, что все явления взаимодействия следует относить не на счет

действия на расстоянии, а на счет состояния среды или диэлектрика, в котором происходит явление. Но, так как взаимодействие не прекращается и в пустоте, и даже оказывается наиболее интенсивным, то при такой точке зрения нужно полагать, что пустое пространство в сущности не пусто, а заполнено особой гипотетической субстанцией, которую мы называем эфиром.

В этом эфире, который заполняет всю вселенную, все междузвездные и все междуатомные пространства, который окружает ядро атома и в котором носятся электроны, возникают натяжения между разноименно наэлектризованными телами; вследствие этих натяжений и происходят все взаимодействия наэлектризованных тел. В сущности с этой точки зрения самый заряд является только точкой приложения натяжения.

14. Электростатическое поле.

Все пространство, в котором можно обнаружить действие электрических сил или, с точки зрения Фарадея, можно обнаружить присутствие натяжений эфира, мы называем электростатическим полем.

Рассмотрением явлений электростатического поля мы и будем заниматься, и точка зрения Фарадея окажется для нас весьма удобной.

Электростатическое поле может быть создано одним или несколькими заряженными телами и в каждом случае для каждой точки этого поля можно определить, с какой силой оно будет действовать на заряд, помещенный в этой точке поля.

Положим, что поле создано двумя положительными зарядами e_1 и e_2 (рис. 8). В произвольную точку поля поместим положительный заряд e и найдем величину и направление силы, с которой заряды e_1 и e_2 или, что то же самое, с которой

поле действует на заряд e : заряд e_1 действует на заряд e с силою $F_1 = \frac{e_1 e}{\epsilon r_1^2}$, а заряд e_2 действует на тот же заряд с силою $F_2 = \frac{e_2 e}{\epsilon r_2^2}$.

Равнодействующая сила F_1 и F_2 , которую мы назовем F , и есть сила, с которой наше поле действует на заряд e . Очевидно, что величина этой силы F пропорциональна количеству электричества e , но направление ее зависит только от зарядов e_1 и e_2 .

Направление силы F и есть направление Фарадеевского натяжения.

15. Линии сил.

Если мы себе представим, что заряд e перемещается под действием действующих на него сил, сохраняя все время направление действующей силы, т.-е. движется как бы без инерции, то заряд e опишет траекторию, к которой силы, действующие на заряд e , будут в каждой точке касательными.

Так, например, если возьмем поле, созданное двумя зарядами $+e_1$ и $-e_2$ (рис. 9), и поместим заряд e в некоторой точке поля, то он опишет дугу $e_1 e e_2$. Если поместить заряд e на прямой линии, соединяющей заряды e_1 и e_2 , то заряд e и будет двигаться, очевидно, по этой линии.

Эти линии, по которым движутся заряды в поле, сохраняя все время движения направление действующей силы, мы называем силовыми линиями.

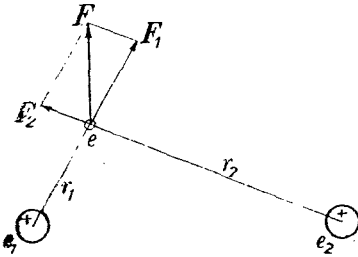


Рис. 8.

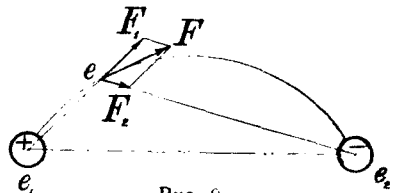


Рис. 9.

Направление силовых линий, а, следовательно, и направление поля мы считаем от положительного заряда к отрицательному.

С точки зрения Фарадея эти линии не суть только направления, но они существуют, как реальные упругие нити, связывающие положительные и отрицательные заряды. Эти нити всегда начинаются на положительном и оканчиваются на отрицательном заряде; они стремятся сократиться в длину и раздаться в поперечном направлении; они нигде в пространстве не обрываются; при известных условиях силовая линия может образовать замкнутый контур, но этот случай не имеет места в электростатике, где заряды неподвижны, и мы пока на нем останавливаться не будем. В дальнейшем мы составим себе представление о числе силовых линий, выходящих из каждого заряда.

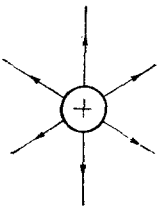


Рис. 10.

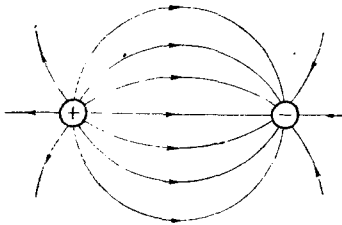


Рис. 11.

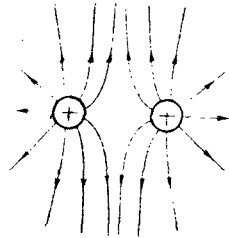


Рис. 12.

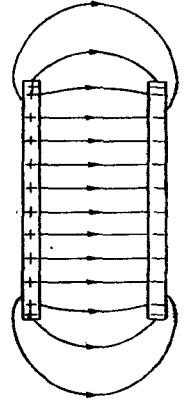


Рис. 13.

На основании изложенного, зная расположение и величины зарядов, создающих поле, всегда можно сообразить, каково будет направление силовых линий или определить форму поля.

Так, для одиночного положительного заряда форма поля представится радиально-расположенными линиями (рис. 10). Для двух разноименных зарядов форма поля изображена на рис. 11, для одноименных зарядов на рис. 12, для двух разноименно-заряженных пластинок форма поля представлена на рис. 13 — здесь при больших пластинках, поставленных близко друг от друга, между пластинками линии сил параллельны друг другу и имеют одинаковую густоту. Такое поле называется однородным.

Форму поля можно наблюдать, если заряженные тела поместить в жидкий диэлектрик (например, парафиновое масло), примешав к нему мелких удлиненных предметов, например, измельченного асбеста или кристаллов соляно-кислого хинина. Вследствии электризации через влияние кристаллики располагаются своими длинными осями по направлению действующих сил, образуя цепочки, вытянутые вдоль линий сил.

16. Напряжение поля.

Электростатическое поле в данной точке неудобно характеризовать величиной силы, действующей на заряд, так как величина силы пропорциональна количеству электричества, заключенному в этом заряде. Для характеристики поля в данной точке мы помещаем в этой точке единицу положительного электричества и величиной и направлением силы, возникающей в этом случае, характеризуем поле или, что то же самое, относим величину действующей силы F к единице количества электричества ($e = 1$). Полученная величина носит название напряжения поля и обозначается $E = \frac{F}{e}$, откуда всегда $F = E \cdot e$. Для одиночного заряда: $E = \frac{e_1}{\epsilon r_2}$.

17. Электростатическая индукция.

Нам будет весьма полезно ввести еще одно понятие, характеризующее электростатическое поле в данной точке, — это так называемая величина электростатической индукции D , при чем $D = \epsilon E$. Для чистого эфира $D = E$.

Электростатической индукции мы придаем геометрический смысл. Мы полагаем что D в данной точке поля равняется числу силовых линий, пересекающих квадратный сантиметр поверхности, помещенной перпендикулярно к направлению силовых линий. Таким образом, мы представляем себе силовое поле, состоящим из конечного числа силовых линий.

18. Поток индукции.

Если некоторая поверхность пересекается N силовыми линиями, то мы говорим, что N есть поток индукции, пересекающий данную поверхность. Очевидно, что, если мы имеем однородное поле (рис. 14), электростатическая индукция которого D и поверхность AB в S квадратных сантиметров расположена так, что ее нормаль n образует угол φ с направлением силовых линий, то поток индукции, пересекающий поверхность AB , будет:

$$N = D \cdot S \cdot \cos \varphi.$$

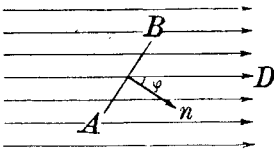


Рис. 14.

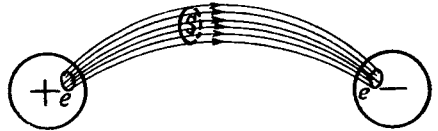


Рис. 15.

19. Трубка сил.

Если мы ограничим некоторый поток индукции N поверхностью так, чтобы ни одна силовая линия не пронизывала эту поверхность (рис. 15), то получим так называемую трубку сил, выходящую с заряда $+e_1$ и заканчивающуюся на заряде $-e_2$. Заряды $+e_1$ и $-e_2$ называются соответственными.

Очевидно, что всякое перпендикулярное сечение трубки пронизывается N силовыми линиями, а так как $N = D \cdot S$, то электростатическая индукция внутри нашей трубки сил обратно пропорциональна площади ее поперечного сечения.

20. Теорема Гаусса.

Теорема Гаусса определяет число силовых линий, выходящих из данного заряда. Предположим, что мы имеем некоторый одинокий заряд $+e_1$ (рис. 16).

От заряда $+e_1$ во все стороны равномерно расходятся силовые линии электростатического поля.

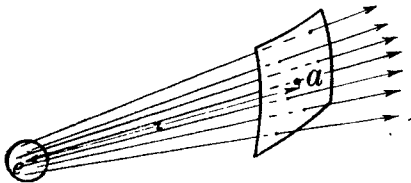


Рис. 16.

Пусть в точке a этого поля, находящейся на расстоянии r от заряда $+e_1$, электростатическая индукция имеет значение D . Согласно нашего условия это значит, что квадратный сантиметр поверхности, помещенный перпендикулярно к направлению силовых линий, пересекается D силовыми линиями. Очевидно, что в нашем случае такая поверхность представляется сферой.

Если один квадратный сантиметр такой поверхности пронизывается D силовыми линиями, то вся сферическая поверхность пересекается

$$N = 4\pi r^2 D$$

силовыми линиями, и так как все силовые линии, вышедшие из заряда $+e_1$, пронизывают нашу сферическую поверхность, и других зарядов внутри этой поверх-

ности нет, а, следовательно, нет и лишних силовых линий, то с заряда $+e_1$ выходит $4\pi r^2 D$ силовых линий, Так как значение D для точки a нам известно: $D = \frac{e_1}{r^2}$ то $N = 4\pi r^2 \cdot \frac{e_1}{r^2} = 4\pi e_1$.

Это и есть теорема Гаусса. Таким образом, с заряда $+e$ выходит $4\pi e$, а на заряде $-e$ оканчивается $4\pi e$ силовых линий.

21. Поле, созданное наэлектризованной поверхностью.

Предположим, что положительные заряды расположены равномерно по поверхности AB (рис. 17) так, что на каждом квадратном сантиметре такого слоя сосредоточено количество электричества в σ электростатических единиц.

По теореме Гаусса каждые σ единиц заряда дают начало $4\pi\sigma$ силовым линиям и так как поверхность AB мы полагаем совершенно плоской и неограниченной, то по условию симметрии с каждого квадратного сантиметра поверхности поверхности вправо и влево выйдут по $2\pi\sigma$ силовых линий. А так как все силовые линии в нашем случае параллельны между собой, то электростатическая индукция во всех точках будет иметь одно и то же численное значение $2\pi\sigma$. Но, так как вправо от поверхности поле имеет направление слева направо, а слева направление поля противоположно, то справа электростатическая индукция будет $D = 2\pi\sigma$ и слева от поверхности $D = -2\pi\sigma$.

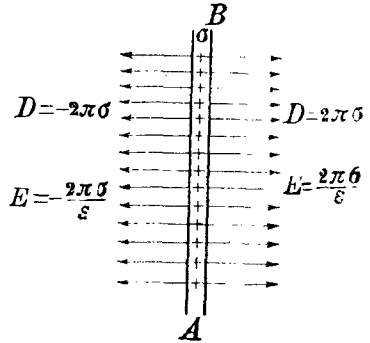


Рис. 17.

Соответственно с этим напряжение нашего поля справа от поверхности равно $E = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon}$, а слева $E = -\frac{2\pi\sigma}{\epsilon}$.

22. Действие поля на заряд.

Легко видеть, что где бы мы не поместили заряд $\pm e$ в однородном поле, на него будет действовать одна и та же сила $F = E \cdot e$.

Таким образом, если мы в однородном поле (рис. 18) поместим незаряженное удлиненное тело, оно наэлектризуется через влияние и на него будет действовать пара сил ff , и оно будет вращаться до тех пор, пока не расположится длинной своей осью по направлению сил; далее никакого перемещения тела не будет.

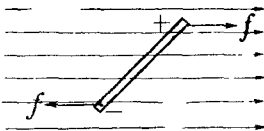


Рис. 18.

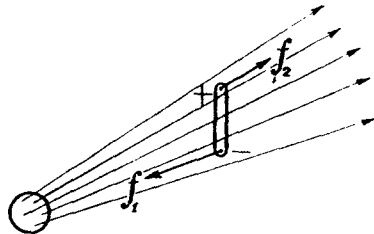


Рис. 19.

Напротив, если тело помещено в неоднородное поле (рис. 19), то, очевидно, сила f_1 будет больше силы f_2 и тело не только примет направление силовых линий, но и будет двигаться в сторону возрастающей индукции поля (в сторону более густых силовых линий).

23. Поле между двумя пластинками.

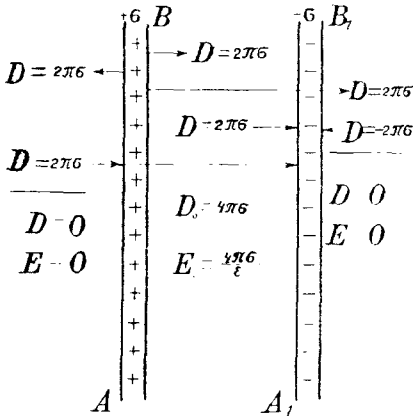


Рис. 20.

Предположим, что мы имеем две поверхности: AB , заряженную положительно с плотностью зарядов σ , и A_1B_1 , заряженную отрицательно с плотностью зарядов $-\sigma$ (рис. 20).

Пластина AB во все пространство вправо от себя дает электростатическую индукцию $D = +2\pi\sigma$ и влево $D = -2\pi\sigma$. Наоборот, пластина A_1B_1 вправо от себя дает электростатическую индукцию $D = -2\pi\sigma$, а влево во все пространство $D = +2\pi\sigma$. Таким образом, электростатические индукции, даваемые той и другой пластинкой, складываются, и между пластинками электростатическая индукция приобретает значение $D_0 = 4\pi\sigma$, а вне пластинок электростатическая индукция равна нулю, т. е. поля нет.

Соответственно с этим напряжение поля между двумя пластинками

$$E_0 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}.$$

24. Взаимодействие двух пластинок.

Чтобы решить вопрос, с какой силой притягиваются две пластинки, заряженные противоположными знаками с плотностями зарядов σ_1 , мы воспользуемся общей формулой $F = E \cdot e$, где под E надо разуметь напряжение, создаваемое одной пластинкой ($E = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon}$), а под e — количество электричества, сосредоточенное на второй пластинке $e = \sigma \cdot s$, где s величина поверхности пластинки

$$F = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon} \cdot \sigma \cdot s$$

или, если мы хотим ввести в выражение F величину напряжения между двумя пластинками $E_0 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}$,

$$F = \frac{E_0}{2} \cdot \sigma \cdot s.$$

25. Работа электрических сил в однородном электростатическом поле.

Возьмем однородное электростатическое поле между двумя пластинками AB и A_1B_1 , находящимися на расстоянии d (рис. 21). Пусть напряжение поля равно E . Если мы поместим заряд $-e$ у поверхности пластинки A_1B_1 , то на него будет действовать сила $F = E \cdot e$ в направлении линии сил поля, и переместив его к пластинке AB , сила совершит работу:

$$W = F \cdot d = E \cdot e \cdot d.$$

Если количество электричества e измерено в системе $CGSE$, то работа будет выражена в эргах. Если же за основании измерения мы примем практическую единицу количества электричества — Кулон, то работа будет выражена в так называемых джоулях, при чем

$$\text{джоуль} = 10^7 \text{ эргов.}$$

Если заряд e будет перемещаться не по направлению линий сил, а под некоторым углом к ним, например, по направлению ec_1 , то легко видеть, что работа, совершенная электрическими силами, будет:

$$W = F \cdot \cos \alpha \cdot \frac{d}{\cos \alpha} = F \cdot d = Eed,$$

т.е. работа электрических сил осталась та же самая, как и в случае перемещения заряда по направлению силовых линий. Следовательно, величина работы от направления перемещения не зависит. С таким же обстоятельством мы встречались, когда рассматривали действие силы тяжести на материальную массу.

Величина работы электрических сил остается та же: $W = F \cdot e \cdot d$, по какому бы пути (ec_1) ни перемещался наш заряд от пластинки A_1B_1 к пластинке AB .

В нашем случае мы помещали отрицательный заряд, и наше поле совершало работу, очевидно, за счет своей энергии. Если же мы поместим в прежние условия положительный заряд e и затратим работу $W = Eed$ на его перемещение до пластинки AB , то мы затратим работу и, очевидно, энергия поля возрастает на такую же величину.

26. Потенциал одной пластинки относительно другой.

Величина работы, совершенной нами при переносе единицы положительного электричества от пластинки A_1B_1 к пластинке AB (рис. 21), называется потенциалом пластинки AB относительно пластинки A_1B_1 . Эту величину мы обозначаем знаком v .

Очевидно, что $v = \frac{W}{e} = E \cdot d$. В практической системе единиц мы измеряем эту величину в вольтах. При условии, что практическая единица работы — джоуль = 10^7 эргов, легко видеть, что вольт = $\frac{1}{300}$ CGSE (единицы потенциала в абсолютной электростатической мере).

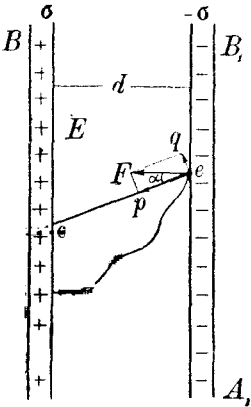


Рис. 21.

27. Разность потенциалов между двумя точками пространства.

Положим, что некоторая поверхность AB (рис. 22) создает однородное электростатическое поле напряжения E . На расстоянии x_1 от поверхности AB поместим заряд e . Работа, которую нам придется совершить для перемещения этого заряда к поверхности AB , очевидно, равна $W_1 = Eex_1$. Если тот же заряд e поместить на расстоянии x_2 , то работа, затраченная против электрических сил при перемещении заряда до пластинки

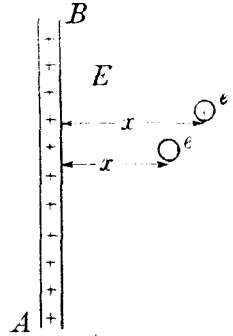


Рис. 22.

AB , равна $W_2 = Eex_2$. Очевидно, что работа, которую нам пришлось бы затратить на перемещение заряда e из 1 во 2 положение, равна:

$$W = W_1 - W_2 = Eex_1 - Eex_2 = e (Ex_1 - Ex_2).$$

Выражения Ex_1 и Ex_2 суть потенциалы точек 1 и 2 поля относительно поверхности AB . Таким образом,

$$W = e (v_1 - v_2).$$

В скобках мы имеем величину, которая называется разностью потенциалов, и работу, таким образом, мы можем определять, как произведение из количества перемещаемого электричества на разность потенциалов между теми точками пространства, между которыми произошло перемещение.

Если e измерено в кулонах, а $(v_1 - v_2)$ в вольтах, то работа получается в джоулях.

28. Потенциал уединенного заряженного тела.

Если мы имеем уединенное тело, обладающее зарядом e_1 , то оно создает вокруг себя поле, и точки этого поля между собой и с поверхностью тела имеют некоторую разность потенциалов. Очевидно, что абсолютная величина потенциала

для нас в случаях вычисления работы значения не имеет, так как в выражение работы входит всегда только разность потенциалов, и мы можем любой потенциал принять за начало счета, т.-е. за нулевой. На практике обычно принимают, что потенциал земного шара равен нулю, и от этого условного нуля отсчитывают значения потенциалов в положительном и отрицательном направлении.

В некоторых случаях нам удобно, однако, принимать за значение потенциала данного заряженного тела его потенциал относительно бесконечно удаленной точки пространства. Такое значение потенциала мы назовем абсолютным потенциалом. Для вычисления этой величины нам надо решить задачу, подобную той, которой мы занимались в первой части нашего курса—о падении материального тела из бесконечности на поверхность земли.

Мы вычислим, какую работу придется затратить против электрических сил в том случае, когда мы перемещаем единицу положительного заряда из бесконечности до поверхности положительно (e_1) заряженного шара радиуса r_0 (рис. 23), помещенного в пустоте.

Очевидно, что работа на элементарном пути dr , находящемся на расстоянии r от центра шара, будет равна $d\omega = \frac{e_1 e}{r^2} dr$ или, так как $e = 1$ и $\epsilon = 1$,

$$d\omega = \frac{e_1}{r^2} dr.$$

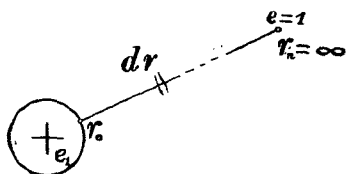


Рис. 23.

Вся работа при перемещении $e = 1$ из бесконечности до поверхности шара выразится определенным интегралом с пределами ∞ и r_0

$$W = \int_{\infty}^{r_0} d\omega = \int_{\infty}^{r_0} \frac{e_1}{r^2} dr = e_1 \int_{\infty}^{r_0} \frac{dr}{r^2} = e_1 \int_1^{\frac{r_0}{r_0}} \frac{1}{r} = \frac{e_1}{r_0}.$$

А так как мы перемещали единицу количества электричества, то абсолютный потенциал нашего шара и будет:

$$v = \frac{e_1}{r_0}.$$

Так как от направления перемещений заряда величина работы не зависит, то мы можем перемещать заряд $e = 1$ по любому пути и до любой точки шаровой поверхности и получим то же значение потенциала. Следовательно, все точки нашего тела обладают одинаковым потенциалом.

Далее легко видеть, что внутри проводника (в данном случае нашего шара), силовые линии отсутствуют, следовательно, наш заряд, пройдя поверхность шара, внутри его будет двигаться по инерции без затраты работы. Из сказанного заключаем, что все точки внутри шара обладают тем же потенциалом, как и точки его поверхности.

Если шар будет уменьшаться, сохраняя свой заряд, то, очевидно, потенциал его будет возрастать.

Заметим, что земля заряжена и относительно бесконечно удаленной точки пространства обладает некоторым отрицательным значением потенциала, но на практике, так как абсолютные значения потенциалов особой роли не играют, а для нас важны всегда только разности потенциалов, мы считаем потенциал земли равным нулю и от этого нуля ведем счет положительных и отрицательных потенциалов.

29. Направление силовых линий у поверхности проводника.¶

Легко видеть, что линии сил всегда встречают поверхность проводника под прямым углом. В самом деле пусть у поверхности статически заряженного проводника (рис. 24) величина и направление поля, а следовательно, и направление силовой линии представляется вектором E , составляющим некоторый угол с нормалью

к поверхности проводника. Вектор E может быть разложен на тангенциальную и нормальную слагающую. Тангенциальная слагающая заставит перемещаться заряд e по поверхности проводника, а так как по условию наши заряды не перемещаются, то мы должны заключить, что и тангенциальной слагающей не может быть при статически заряженном теле, т.-е. напряжение поля у поверхности проводника всегда нормально к этой поверхности, и линии сил выходят с поверхности заряженного проводника всегда под прямыми углами. Иначе дело обстоит, если мы имеем заряженный изолятор — там линии сил могут составлять любой угол с поверхностью тела (рис. 25).

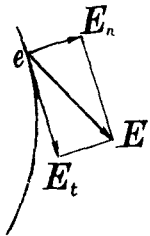


Рис. 24.

Рис. 25 изображает распределение силовых линий между заряженной стеклянной палочкой и головкой электроскопа в случае заряжения электроскопа через влияние.

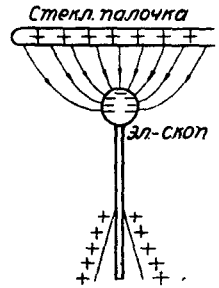


Рис. 25.

Эквипотенциальные поверхности. Совершенно очевидно, что электрические силы совершают работу, когда заряд движется по направлению силы или под некоторым углом к направлению сил, отличным от девяноста градусов. Когда же заряд перемещается по направлению, перпендикулярному к направлению электрических сил, то последние никакой работы не совершают. Из сказанного следует, что точки поверхности, перпендикулярные к линиям сил электростатического поля, не обладают разностью потенциалов, т.-е. такая поверхность во всех своих точках обладает одинаковым потенциалом. Поверхности, обладающие этим свойством, называются эквипотенциальными.

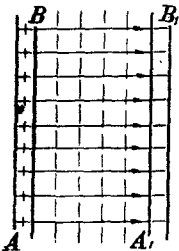


Рис. 26.

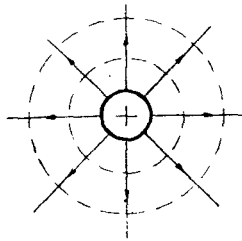


Рис. 27.

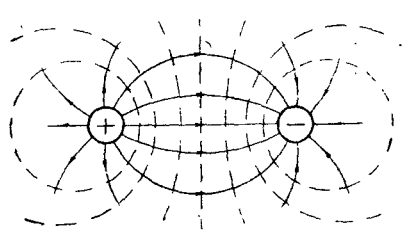


Рис. 28.

Так как силовые линии выходят нормально с поверхности проводника, то, прежде всего, поверхность всякого статически заряженного проводника является эквипотенциальной. Вообще, если соединить различные проводники металлически, то потенциалы всех соединенных тел делаются одинаковыми, хотя плотность и распределение зарядов могут быть самые разнообразные.

В электростатическом поле мы через любую точку можем провести эквипотенциальную поверхность. Так в однородном поле (рис. 26) эквипотенциальными поверхностями будут поверхности, параллельные пластинкам AB и A_1B_1 .

В случае радиально расположенных силовых линий (рис. 27), очевидно, эквипотенциальные поверхности представляют собою ряд концентрических сфер. Для случая поля двух зарядов эквипотенциальные поверхности представлены на рисунках 28 и 29.

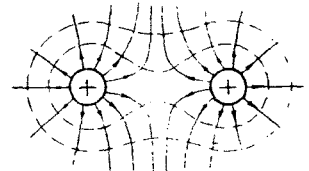


Рис. 29.

Изменение потенциала по направлению силовой линии, приходящееся на единицу длины, называется его градиентом.

30. Энергия поля.

Представим себе, что мы имеем две соприкасающиеся пластинки и раздвигаем их на расстояние d , при чем одна пластинка заряжена положительно, а другая отрицательно (рис. 30). Пусть величина поверхности пластинки S кв. см, а плотность заряда σ .

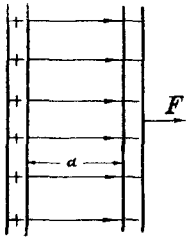


Рис. 30.

Сила, которую мы приложили, и которая действует против электростатических сил поля, как мы видели, равна

$$F = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon} \cdot \sigma S = \frac{E_0}{2} \cdot \sigma \cdot S,$$

а совершенная нами работа будет:

$$W = F \cdot d = \frac{E_0}{2} \cdot \sigma \cdot S \cdot d.$$

Работа, совершенная нами, превратилась в энергию однородного электростатического поля. Следовательно, W и есть вся энергия нашего электростатического поля.

Выражение энергии W можно представить следующим образом: так как $S \cdot \sigma = e$ и $E_0 d = v$, то $W = \frac{ev}{2}$ или, так как $\sigma = \frac{D_0}{4\pi}$ и $S \cdot d = Q$, где Q объем, занимаемый нашим однородным полем,

$$W = \frac{E_0 D_0}{8\pi} \cdot Q.$$

Величина $\frac{W}{Q} = \frac{E_0 D_0}{8\pi}$ носит название плотности энергии поля.

31. Энергия заряженного проводника.

Энергию заряженного проводника или, что то же самое, энергию его поля можно вычислить на основании следующих соображений.

Пусть некоторое тело, заряженное количеством электричества e , обладает потенциалом v . Пусть этот заряд мы сообщали телу малыми порциями Δe , при этом потенциал повышался с прибавлением каждой следующей порции электричества. Работа, которую мы затрачивали на перенос заряда Δe к нашему телу, равна $\Delta W = v \cdot \Delta e$.

Если мы по оси абсцисс (рис. 31) будем откладывать величины количеств электричества, сообщаемых телу, а по оси ординат соответствующие значения потенциалов, то линия, изображающая изменение v в зависимости от e , представится прямой, наклоненной к оси абсцисс. Работа $v \cdot \Delta e$, которую мы затратили при сообщении элементарного заряда Δe нашему телу, представится, очевидно, площадью зачерченного на рис. 31 прямоугольника, а работа, которую мы затратим, сообщая постепенно весь заряд e нашему телу, представится суммой площадей таких прямоугольников или при бесконечно малых Δe площадью треугольника oev .

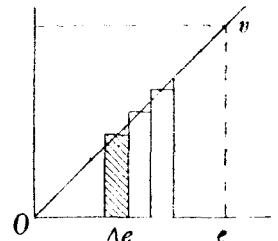


Рис. 31.

$$W = \frac{e_0 v_0}{2}.$$

Это и будет величиной, выражающей энергию поля заряженного тела. Выражение, полученное нами для общего случая, как мы видели, имело уже место для выражения энергии однородного поля.

32. Электроемкость.

Как мы уже заметили, потенциал тела повышается прямо пропорционально количеству электричества, которое мы сообщаем телу. Таким образом, мы можем написать, что

$$e = c \cdot v.$$

Коэффициент пропорциональности c мы называем электроемкостью или просто емкостью данного проводника.

Физический смысл этой величины таков: очевидно, что при $v = 1$:

$$c = e,$$

т.е. емкость данного проводника есть то количество электричества, которое повышает его потенциал на одну единицу потенциала.

В практической системе единиц мы за единицу емкости ($c = 1$), выбираем такую емкость (такое тело), потенциал которой повышается на один вольт ($v = 1$) при сообщении одного кулона электричества ($e = 1$). Такую единицу емкости мы называем Фарадом. Но так как эта единица оказывается на практике слишком крупной, то чаще пользуются единицами емкости в миллион раз более мелкими или так называемыми микрофарадами.

33. Емкость шара.

Из формулы $v = \frac{e}{r}$, выражающей потенциал шара, мы имеем:

$$r = \frac{e}{v},$$

т.е. радиус шара равен отношению количества сообщенного ему электричества к потенциалу, а из определения емкости мы видим, что эта величина как раз и есть то, что мы называем емкостью. Следовательно, емкость шара в абсолютных электростатических единицах равняется его радиусу.

34. Емкость плоского конденсатора.

Плоским конденсатором мы называем две пластинки, в S квадратных сантиметров поверхности каждая, помещенные параллельно друг к другу на расстоянии d сантиметров (рис. 32). Если такие две пластинки заряжены противоположными знаками электричества, или одна отведена к земле, а другая заряжается некоторым количеством электричества, то известно, что потенциал одной пластинки относительно другой есть:

$$v = E_0 \cdot d = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \cdot d,$$

а количество электричества, помещенное на каждую пластинку, есть, очевидно:

$$e = \sigma \cdot S.$$

Емкость, во всяком случае, равна $c = \frac{e}{v}$ или для нашего случая

$$c = \frac{e}{v} = \frac{\sigma \cdot S \cdot \epsilon}{4\pi\sigma d} = \frac{\epsilon S}{4\pi d}.$$

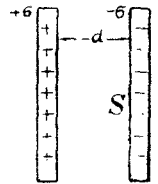


Рис. 32.

Таким образом, емкость плоского конденсатора прямо пропорциональна величине площади пластинки, прямо пропорциональна диэлектрической постоянной среды, находящейся между пластинками, и обратно пропорциональна расстоянию между пластинками. Пластинки конденсатора называются его обкладками.

35. Соединение конденсаторов.

На практике часто приходится строить конденсаторы значительной емкости. Для этого пришлось бы делать очень большие пластинки, так как уменьшать расстояние между обкладками можно только до известного предела, который обуславливается проскакиванием искры между пластинками, находящимися на известном расстоянии при определенной разности потенциалов.

Чтобы избежать технического неудобства при постройке конденсатора большой емкости — несколько маленьких конденсаторов соединяют вместе (рис. 33).

Положим, что мы имеем три конденсатора с емкостями c_1 , c_2 и c_3 . Соединяем все левые пластинки конденсаторов металлически и все правые также металлически между собою. Такое соединение носит название параллельного. Потенциал всех левых пластинок одинаков и равен v вольтам относительно правых, при этом на пластинке первого конденсатора лежит e_1 кулон, на пластинке второго e_2 кулон и на пластинке третьего e_3 кулон электричества. Очевидно, $e_1 = c_1 v$; $e_2 = c_2 \cdot v$; $e_3 = c_3 \cdot v$; сложив все три равенства, получим:

$$e = e_1 + e_2 + e_3 = v (c_1 + c_2 + c_3),$$

но так как, вообще, $e = c \cdot v$, где e есть количество электричества, лежащее на нашем сложном конденсаторе, а c его емкость, то:

$$c = c_1 + c_2 + c_3.$$

Но конденсаторы можно соединять и иначе.

Возьмем три конденсатора

(рис. 34). Соединим пластинки конденсаторов, как показано на рисунке. Такое соединение называется последовательным. Пусть емкость всей системы есть c , разность потенциалов крайней левой и крайней правой пластинки $v_1 - v_0 = v$; количество электричества на левой пластинке e , такое же количество будет и на других пластинках, вследствие электризации через влияние.

Пусть емкости соединяемых конденсаторов суть c_1 , c_2 и c_3 , а разности потенциалов между их пластинками $v' = v_1 - v_2$; $v'' = v_2 - v_3$; $v''' = v_3 - v_0$; тогда

$$v_1 - v_2 = \frac{e}{c_1}; \quad v_2 - v_3 = \frac{e}{c_2}; \quad v_3 - v_0 = \frac{e}{c_3}.$$

Сложим эти равенства и получим:

$$v_1 - v_0 = e \left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} \right),$$

но $v_1 - v_0 = v = \frac{e}{c}$, откуда:

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3},$$

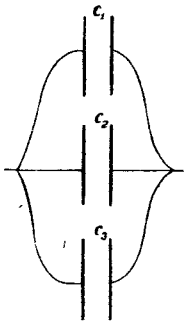


Рис. 33.

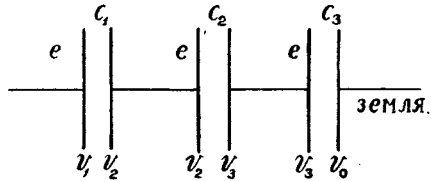


Рис. 34.

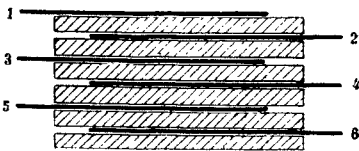


Рис. 35.

т.е. обратная величина емкости системы конденсаторов, соединенных последовательно, равна сумме обратных величин емкостей соединяемых конденсаторов.

Таким образом, при соединении конденсаторов параллельно мы можем получить очень большую емкость, а при последовательном, напротив, емкость будет тем меньше, чем больше мы соединим конденсаторов.

При практическом выполнении параллельного соединения (рис. 35) обычно берут тонкие пластинки (1, 2, 3, 4, 5, 6) и располагают их, как показано на рисунке 35, перекладывая их изолятором — парафинированной бумагой или тонкими

слоями слюды, затем выпущенные концы нечетных пластинок (1, 3, 5) соединяют между собой (сжимают), также соединяют и концы четных пластинок (2, 4, 6). Очевидно, что при подобном соединении n пластинок получается $n - 1$ параллельно соединенных конденсаторов, и емкость такого конденсатора будет:

$$c = \frac{\varepsilon \cdot S}{4 \pi d} (n - 1).$$

36. Абсолютный электрометр Томсона.

Не касаясь описания разнообразных измерительных приборов, употребляемых в лабораторной технике, мы остановимся на описании абсолютного электрометра Томсона — прибора, при помощи которого особенно просто можно определить в абсолютной мере разность потенциалов между пластинками конденсатора, а, следовательно, и между любыми двумя наэлектризованными телами, с которыми эти пластинки соединены.

Одна пластинка (рис. 36) конденсатора — A укрепляется неподвижно на изоляторе kk , другая пластинка — B в S кв. см подвешивается к плечу коромысла весов и входит с некоторым зазором в так называемое охранное кольцо, служащее для того, чтобы поле между пластинками A и B было по возможности однородным.

Пластинка B и кольцо C через тело весов отводятся к земле, а пластинка A получает некоторый искомый потенциал v ; тогда возникает сила притяжения между пластинками A и B , и весы выходят из равновесия; нагружая противоположную чашку весов грузом, мы уравновешиваем весы, определяя, таким образом, силу взаимодействия между пластинками (см. стр. 16):

$$Q \cdot 981 = F = \frac{E_0}{2} \cdot \sigma \cdot S,$$

но так как: $E_0 = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$; откуда $\sigma = \frac{E_0 \varepsilon}{4\pi}$, то

$$Q \cdot 981 = \frac{E_0^2 \varepsilon S}{8\pi}$$

или, заменяя E_0 через $\frac{v}{d}$ (так как $v = E_0 \cdot d$), получим:

$$Q \cdot 981 = \frac{v^2 \cdot \varepsilon \cdot S}{8\pi d^2},$$

откуда:

$$v = \sqrt{\frac{Q \cdot 981 \cdot 8\pi d^2}{\varepsilon \cdot S}}$$

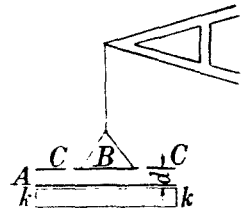


Рис. 36.

абсолютных электростатических единиц потенциала.

Для воздушного конденсатора ε можно считать равным 1.

Чтобы получить значение потенциала в вольтах, надо, очевидно, результат умножить еще на 300.

ГЛАВА II.

Электрический ток.

1. Общие понятия.

В статье „проводники и изоляторы“ мы уже видели, что электрический заряд может перемещаться по некоторым телам, и эти тела мы называем проводниками электричества. Проводниками служат, главным образом, металлы; мы называем металлы — проводниками первого рода. Существует другой класс проводников — это преимущественно водные растворы солей и кислот или так называемые проводники второго рода, но об них мы будем говорить позже.

Итак, если мы соединим два тела, заряженные до различных потенциалов металлической проволокой, то по проволоке возникнет перемещение электрических зарядов или то, что мы называем электрический ток, и он будет продолжаться до тех пор, пока потенциалы соединенных тел не уравниются. Направление этого тока мы считаем от более высокого к более низкому потенциалу, хотя с современной точки зрения перемещаются только отрицательные заряды или электроны и, очевидно, что их перемещение при возникновении электрического тока совершается от тела с более низким к телу с более высоким потенциалом, — в частном случае от отрицательно заряженного к положительно заряженному телу. Кроме направления электрический ток характеризуется силой. Силу тока мы обозначаем знаком i и определяем ее отношением количества электричества e , протекшего через сечение проводника, за время t , в течение которого это количество электричества протекало через сечение проводника

$$i = \frac{e}{t}.$$

Если в каждую последующую, произвольно выбранную единицу времени протекает через сечение проводника одинаковое количество электричества, то такое явление мы называем постоянным током, и отношение $\frac{e}{t} = i$ остается неизменным для всякого t . Если же в последующие единицы времени через сечение проводника протекает разное количество электричества, то наше определение силы тока даст нам среднюю силу тока за данный промежуток времени.

Силой тока в данный момент мы назовем предел отношения количества электричества Δe , протекшего в бесконечно малый промежуток времени через сечение проводника, к этому бесконечно малому времени:

$$i = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta e}{\Delta t} = \frac{de}{dt}.$$

Присутствие электрического тока в проводнике первого рода можно обнаружить по действию тока на магнитную стрелку, которая располагается перпендикулярно к направлению тока, а также по нагреванию проводника, по которому проходит ток.

По отклонению магнитной стрелки, помещенной вблизи от провода с током, можно судить не только о присутствии и силе тока, но и о его направлении: если положить правую руку на проводник, по которому течет ток, ладонью к магнитной стрелке и при том так, чтобы направление пальцев указывало направление тока, то большой палец руки указывает отклонение северного конца магнитной стрелки.

Если бы на помещенную на острие магнитную стрелку не действовали магнитные силы земли, то она каждый раз становилась бы вполне перпендикулярно к направлению тока, но так как кроме тока на обыкновенную магнитную стрелку действуют магнитные силы в направлении магнитного меридиана, то она отклоняется только от первоначального положения в большей или меньшей степени в зависи-

мости от силы тока. Таким образом, величина угла отклонения магнитной стрелки характеризует силу тока, а направление ее отклонения — направление тока.

Действие тока на магнитную стрелку было открыто Эрстедом (1820), и это явление носит его имя; правило же, по которому мы судим о направлении тока по направлению отклонения магнитной стрелки, носит название правила Ампера или правила правой руки.

Явление нагревания проводников может также характеризовать силу тока, но направления не характеризует, так как нагревание проводника не зависит от направления тока.

То и другое явление позволяет нам устроить приборы, которыми мы пользуемся для измерения силы тока: амперметры, миллиамперметры, гальванометры и пр.

2. Источники электрического тока.

Для получения электрического тока в проводнике или, как принято говорить, в цепи нужно постоянно поддерживать на концах проводника некоторую разность потенциалов. Для этого (рис. 37) можно вновь и вновь заряжать от стеклянной палочки проводник A , соединенный проволокой l с телом B , отведенным к земле, но, во-первых, ток в l будет возникать только во время заряжения; он будет в среднем очень слаб или, лучше сказать, мало работоспособен.

Можно соединить полюса статической электрической машины проволокой, и тогда, вместо периодически проскакивающей искры, мы получим более или менее постоянный ток в этой проволоке; хотя статическая машина может дать на своих полюсах весьма большую разность потенциалов, но в единицу времени вырабатывается ничтожное количество электричества, и при соединении полюсов металлической проволокой потенциалы полюсов будут все время выравниваться, и ток в проводнике будет ничтожно слабый.

Впервые достаточно сильный электрический ток, который может уже иметь техническое значение, был получен от так называемой гальванической пары или гальванического элемента.

Вольт показал, что, если привести в соприкосновение два разных металла при обычных атмосферных условиях, то они получают небольшую разность потенциалов. Это так называемая контактная разность. Однако, эта разность еще не может быть источником электрического тока, так как при соединении таких двух металлов в цепи возникнут контактные разности потенциалов, противоположные первой. И вообще, если мы соединим в цепь несколько различных металлов, то контактные разности потенциалов возникнут, но всегда так, что при замыкании цепи возникнет разность потенциалов, которая компенсирует уже существующие разности потенциалов.

Графически этот закон последовательных контактов можно представить таким образом: пусть A, B, C, D, A есть ряд металлов, соединенных один за другим последовательно; ряд начинается и кончается одним и тем же металлом. Ординатами (рис. 38) мы представим потенциалы, которые получаются на каждом металле при соприкосновении его с соседними металлами. Отрезки ab, a_1b_1, \dots представляют собой контактные разности потенциалов; еще нагляднее этот закон последовательных

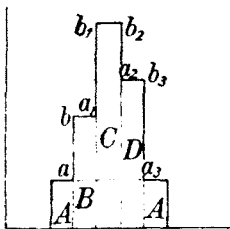


Рис. 38.

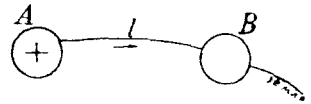


Рис. 37.

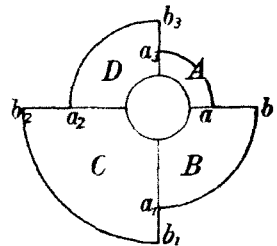


Рис. 39.

косновении его с соседними металлами. Отрезки ab, a_1b_1, \dots представляют собой контактные разности потенциалов; еще нагляднее этот закон последовательных

контактов изображен на круговой диаграмме, представляющей соединение тех же четырех металлов в цепь (рис. 39).

Отрезки ab, a_1b_1, \dots и здесь представляют последовательно контактные разности потенциалов, которые получаются при соприкосновении взятых нами металлов.

Представим себе, что мы имеем два металла, например, медь (Cu) и цинк (Zn). Составим замкнутую цепь из этих металлов (рис. 40). Все медное полукольцо получит потенциал v_1 , а все цинковое — потенциал v_2 . При чем $v_1 > v_2$. Никакого тока в нашей цепи не будет, так как в местах соприкосновения металлов AB и CD разность потенциалов одинакова. Если разность потенциалов в одном из мест соприкосновения изменится, то по цепи возникнет ток в том или другом направлении, в зависимости от того, в каком направлении произойдет изменение.

Вольт обнаружил, что если в одно из мест соприкосновения поместить между металлами жидкость, химически действующую на один из металлов, то разность потенциалов значительно изменится. При помещении раствора серной кислоты между медью и цинком (рис. 41) разность потенциалов меди и цинка значительно возрастает и возникает ток в направлении, указанном стрелкой.

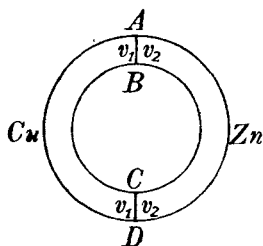


Рис. 40.

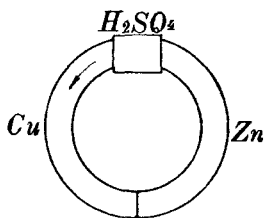


Рис. 41.

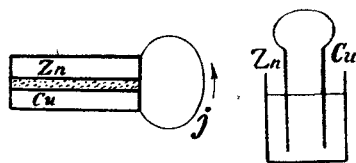


Рис. 42.

Вольт, практически осуществляя описанную идею получения источника электрического тока, помещал между медной и цинковой пластинкой матерью, смоченную раствором серной кислоты; или погружал пластинку меди и цинка в раствор серной кислоты (рис. 42). Таким образом мы получаем простейший гальванический элемент.

3. Основные законы электрического тока.

Закон Ома. Измеряя силу тока, получаемую в цепи при различной разности потенциалов на полюсах батареи и при всех остальных одинаковых условиях, мы можем убедиться, что сила тока изменяется прямо пропорционально разности потенциалов или, как принято говорить, электродвижущей силе батареи.

$$i = k \cdot v.$$

Величина коэффициента k зависит от устройства цепи, длины и толщины проводов, конструкции и способа соединения элементов, k мы назовем проводимостью или электропроводностью цепи.

Обратная величина электропроводности $R_0 = \frac{1}{k}$ называется сопротивлением цепи. Таким образом

$$i = \frac{v}{R_0},$$

т.е. сила тока прямо пропорциональна электродвижущей силе батареи и обратно пропорциональна сопротивлению цепи. Это так называемый закон Ома. В практической системе, т.е. при измерении силы тока в амперах и разности потенциалов (электродвижущей силы) в вольтах, сопротивление измеряется в омах. За единицу сопротивления, т.е. за один ом мы принимаем сопротивление такой цепи, в которой при

электродвижущей силе в один вольт течет ток в один ампер.

На величину сопротивления цепи влияет как форма металлических проводников, так и устройство самой батареи. Таким образом:

$$R_0 = R + r,$$

где R_0 — сопротивление всей цепи, R — сопротивление проводов или внешнее сопротивление цепи, а r — сопротивление батареи или внутреннее ее сопротивление. Закон Ома при этих обозначениях принимает вид:

$$i = \frac{v}{R + r}$$

Величина R , как показывает опыт, прямо пропорциональна длине проводника l и обратно пропорциональна площади его поперечного сечения s , и равна:

$$R = \omega \frac{l}{s};$$

коэффициент ω называется удельным сопротивлением вещества, из которого сделан проводник. Очевидно, что при $l = 1 \text{ см}$ и $s = 1 \text{ см}^2$ — $R_0 = \omega$, т.е. удельное сопротивление измеряется сопротивлением цилиндра в 1 см высотой, имеющего 1 см² в поперечном сечении.

Для меди (Cu) . . .	$1,7 \cdot 10^{-6}$	омо-см.
„ железа (Fe) . . .	$12,0 \cdot 10^{-6}$	„ „

Удельное сопротивление изменяется с температурой, при чем $\omega = \omega_0(1 + \alpha t)$, где ω_0 есть удельное сопротивление при 0°С, t — температура по С, а α — коэффициент, характеризующий данное вещество.

α для чистых металлов приблизительно равен 0,004, для сплавов значительно меньше, а для угля $\alpha = -0,0005$.

Заметим, что в цепи, по которой течет постоянный неразветвленный ток, через каждое ее сечение в единицу времени протекает, очевидно, одинаковое количество электричества, следовательно, во всех точках цепи мы имеем одинаковую силу тока.

4. Распределение потенциалов в замкнутой цепи.

В предыдущей главе мы видели, что при статическом заряде проводника потенциалы всех его точек одинаковы, независимо от распределения поверхностной плотности заряда.

Напротив, когда два проводника A и B (рис. 43) постоянно поддерживаются при известной разности потенциалов и соединены проволокой, по которой течет ток, то, очевидно, потенциалы в различных точках нашей проволоки уже не будут одинаковы, и потенциал по длине проволоки будет падать от высшего потенциала тела A (+) к низшему потенциалу тела B (—). И если, как это показано на чертеже, потенциал A будет положительным, а потенциал B отрицательным, то в некоторой точке C потенциал нашей проволоки будет иметь значение нуль, что и обнаруживается листочками электроскопа. Очевидно, что точку C мы можем соединить с землей, при чем ни распределение потенциалов, ни характер тока в цепи от этого не изменятся.

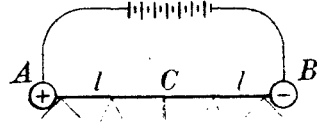


Рис. 43.

Если же мы соединим с землей какую-нибудь другую точку цепи, например, точку B , то сила тока в цепи останется такая же, но распределение потенциалов будет уже другое (рис. 44). Потенциал точки B будет равен нулю, потенциал

точки *A* будет больше, чем в первом случае, но разность потенциалов между точками *A* и *B* нашей цепи останется прежняя.

Никакого перемещения зарядов, т.-е. никакого тока между точкой *B* нашей цепи и землей не будет.

Таким образом, каждую точку замкнутой цепи можно соединить с землей (заземлить), отчего произойдет только смещение значений потенциалов отдельных точек цепи, а характер тока между любыми точками цепи, зависящий только от разности потенциалов и сопротивления данного участка, останется неизменным.



Рис. 44.

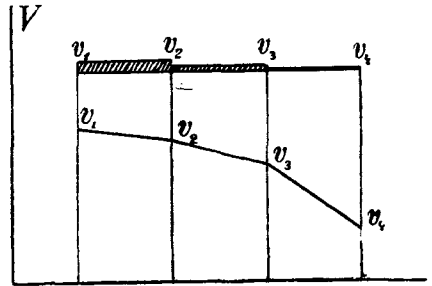


Рис. 45.

Закон Ома ($i = \frac{v}{R}$) может быть применен к каждому участку цепи, при чем v — есть разность потенциалов между начальной и конечной точками участка, а R_i сопротивление этого участка.

Из закона Ома очевидно, что, так как сила тока в цепи везде одинакова, то, чем меньше сопротивление данного участка цепи, тем меньше падение потенциала на его концах.

Если графически представить падение потенциала на участке цепи, составленном из трех проволок различной толщины (рис. 45), откладывая по оси ординат потенциалы, а по оси абсцисс длину проводников, то мы получим ломанную линию.

5. Соединение проводников и элементов.

На практике мы встречаем соединение проводников последовательное (рис. 46), где R_1 , R_2 и R_3 сопротивления отдельных проводников и v_1 , v_2 , v_3 и v_4 потенциалы в точках *A*, *B*, *C* и *D*, и параллельное (рис. 47).

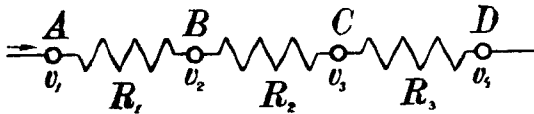


Рис. 46.

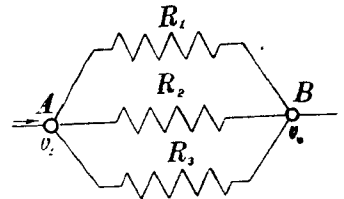


Рис. 47.

В первом случае во всех частях цепи мы имеем одинаковую силу тока i . Общее сопротивление в всей системе проводников, соединенных последовательно пусть будет R . Очевидно, что:

$$i = \frac{v_1 - v_4}{R} \text{ или } v_1 - v_4 = i \cdot R.$$

Кроме того

$$i = \frac{v_1 - v_2}{R_1} \quad \text{,,} \quad v_1 - v_2 = i \cdot R_1$$

$$i = \frac{v_2 - v_3}{R_2} \quad \text{,,} \quad v_2 - v_3 = i \cdot R_2$$

$$i = \frac{v_3 - v_4}{R_3} \quad \text{,,} \quad v_3 - v_4 = i \cdot R_3.$$

Складывая последние равенства, получим: $v_1 - v_4 = i(R_1 + R_2 + R_3)$.

Следовательно: $R = R_1 + R_2 + R_3$.

Во втором случае, когда проводники соединены параллельно, ток в точке A , потенциал которой равен v_1 , разветвляется, а в точке B , потенциал которой v_0 , вновь сходится. Пусть сила тока в цепи до разветвления i ; пусть общее сопротивление разветвленного участка AB есть R . По закону Ома

$$i = \frac{v_1 - v_0}{R} \quad \text{или} \quad v_1 - v_0 = i \cdot R.$$

Ток i в точке A разветвляется, и часть его течет по проводнику с сопротивлением R_1 , другая часть i_2 по проводнику с сопротивлением R_2 и третья часть i_3 по проводнику с сопротивлением R_3 .

Очевидно, что: $i = i_1 + i_2 + i_3$.

Для каждой ветви мы можем написать соотношение величин по закону Ома:

$$i_1 = \frac{v_1 - v_0}{R_1}; \quad v_1 - v_0 = i_1 R_1$$

$$i_2 = \frac{v_1 - v_0}{R_2}; \quad v_1 - v_0 = i_2 R_2$$

$$i_3 = \frac{v_1 - v_0}{R_3}; \quad v_1 - v_0 = i_3 R_3,$$

откуда $i_1 R_1 = i_2 R_2 = i_3 R_3$, т.е. ток при параллельном соединении проводников по отдельным ветвям течет с силой обратно пропорциональной сопротивлению ветви.

Далее, вставляя в выражение $i = i_1 + i_2 + i_3$ значения i , i_1 , i_2 и i_3 , получим:

$$\frac{v_1 - v_0}{R} = \frac{v_1 - v_0}{R_1} + \frac{v_1 - v_0}{R_2} + \frac{v_1 - v_0}{R_3}$$

или:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3},$$

т.е. обратная величина сопротивления всего разветвления равна сумме обратных величин сопротивлений отдельных его ветвей.

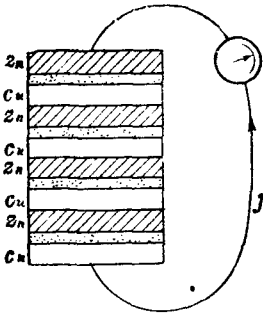


Рис. 48.

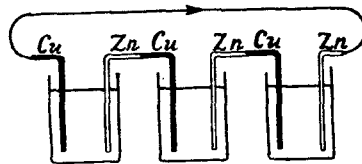


Рис. 49.

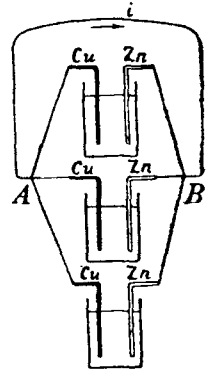


Рис. 50.

Точно так же, как соединяются проводники, последовательно и параллельно соединяются и гальванические элементы в батарее. На рис. 48 изображено последовательное соединение в так называемый Вольтов столб нескольких гальванических пар Вольты; на рис. 49 представлено последовательное соединение трех гальванических элементов и на рис. 50—параллельное соединение тех же трех элементов.

При последовательном соединении электродвижущие силы элементов складываются, но складываются и их внутреннее сопротивление r ; при параллельном же соединении электродвижущая сила батареи остается равной электродвижущей силе одного элемента, но зато внутреннее сопротивление батареи значительно уменьшается, так как

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots$$

Очевидно, что в тех случаях, когда внутреннее сопротивление элементов мало по сравнению с внешним, для получения наибольшей силы тока в цепи следует элементы соединять последовательно; напротив, когда внутреннее сопротивление элементов велико по сравнению с внешним сопротивлением цепи — элементы следует соединять параллельно.

6. Правила Кирхгофа.

Первое правило Кирхгофа заключается в том, что для всякой точки, где разветвляется электрический ток, можно написать равенство:

$$\sum i = 0,$$

т.е. сумма сил токов в месте разветвления всегда равна нулю. Очевидно, в выражении суммы притекающие токи входят со знаками $+$, а оттекающие — со знаками $-$. Так, для случая, изображенного на рис. 51:

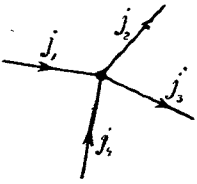


Рис. 51.

$$\sum i = i_1 - i_2 - i_3 + i_4 = 0.$$

Это правило никаких доказательств не требует, так как совершенно очевидно, что, сколько электричества за единицу времени притекло к разветвлению, столько же и оттекло от него.

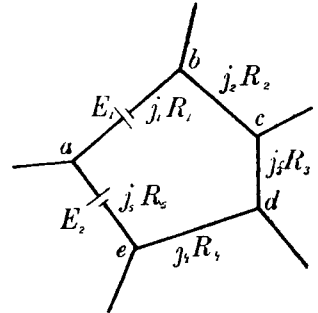


Рис. 52.

Второе правило Кирхгофа касается замкнутого контура, по которому течет ток. Если мы имеем замкнутый контур $abcde$ (рис. 52), включенный в какую-нибудь цепь тока и в плечи которого кроме того включены некоторые элементы с электродвижущими силами E_1, E_2, \dots , то $\sum iR = \sum E$, т.е. сумма произведений из сил токов, текущих по плечам контура, на соответствующие сопротивления равна сумме электродвижущих сил элементов, включенных в контур.

Знаки у членов суммы выбираются следующим образом: если мы обходим в известном направлении контур и направление тока в данном плече совпадает с направлением обхода, то член суммы $i_n R_n$ входит со знаком $+$, если же направление тока встречает направление обхода, то $i_n R_n$ входит со знаком $-$. В правой части равенства E_n берется со знаком $+$, если мы при том же направлении обхода контура, проходя элемент, переходим с отрицательной (цинковой) пластинки на положительную (медную); при противоположном положении элемента E_n входит со знаком $-$.

Для простейших случаев второе правило легко доказывается применением закона Ома к каждому плечу и суммированием результатов. В более сложных случаях доказательство значительно усложняется. Оба правила наряду с законом Ома постоянно применяются при различного рода расчетах электрической канализации.

7. Тепловое действие тока.

Нами было уже указано, что, когда ток течет по проводнику, то проводник нагревается. Если энергия тока не превращается ни в какой другой вид работы, то вся энергия тока превращается в тепло и за счет этого тепла нагревается проводник.

Работа, совершенная электрическими силами при перемещении количества электричества e при разности потенциалов v , как известно, выражается

$$W = e \cdot v,$$

следовательно, при перемещении e кулон электричества по проводнику, соединяющему полюса батареи, имеющей электродвижущую силу в v вольт, на проводнике будет выделено $W = e \cdot v$ джоулей тепловой энергии. Переводя джоули в эрги, мы получим: $10^7 \cdot e \cdot v$ эргов или в калориях— $0,24 \cdot e \cdot v$ малых калорий.

Формулу $W = e \cdot v$ удобнее представить в ином виде: так как $e = i \cdot t$, а $v = i \cdot R$, то $W = i^2 \cdot R \cdot t$. Это так называемая формула Джоуля. Если в левой части будет стоять число калорий Q , то формула примет вид:

$$Q = 0,24 \cdot i^2 \cdot R \cdot t.$$

Таким образом, количество тепла, выделенное на проводнике, прямо пропорционально квадрату силы тока, сопротивлению проводника и времени.

Волосок в лампочке накаливания нагревается до высокой температуры, а подводящие провода остаются почти холодными, именно вследствие того, что сопротивление волоска относительно очень велико.

Мощность тока. Известно, что мощностью мы называем работу, совершенную в единицу времени.

Если ток совершил работу $W = e \cdot v$ джоулей, то его мощность равна:

$$\frac{W}{t} = \frac{e \cdot v}{t} = i \cdot v = i^2 R \text{ ватт.}$$

С другой стороны, работа равна мощности, умноженной на время.

В технике работу электрического тока часто измеряют в гектоватт-часах == $100 \text{ ватт} \times 3600 \text{ секунд} = 360.000 \text{ джоулей}$, или киловатт-часах == $1000 \text{ ватт} \times 3600 \text{ секунд} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ джоулей}$.

8. Термоэлектрические явления.

Мы видели, что электрический ток в замкнутой цепи, составленной из двух металлов (рис. 53), можно получить, если в одном из мест соединений AB или CD контактная разность потенциалов будет изменена введением жидкости, химически действующей на один из металлов. Оказывается, как впервые заметил Зеебек, что контактная разность потенциалов зависит от температуры. Таким образом, если температуры точек соединения (спая) металлов AB и CD будут различны, то и разности потенциалов не будут уже уравновешены и по цепи пойдет ток. Такой ток носит название термо-тока.

Для различных пар металлов получается различная разность потенциалов, вызванная одной и той же разностью температур спаев. Так, при температурах спаев 0° и 100°C разность потенциалов получается для

Висмут-сурьма	+0,011	вольт
Медь-железо	+0,001	;
Константан-железо	+0,0053	;

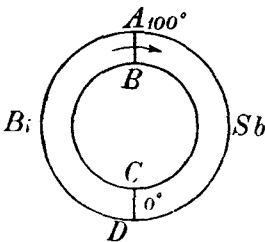


Рис. 53.

Знак плюс показывает, что ток идет через более нагретый спай от первого металла ко второму (рис. 53).

Очевидно, что если мы нагреваем первый спай, то ток в цепи идет в некотором направлении и будет тем сильнее, чем больше разница температур первого и второго спаев.

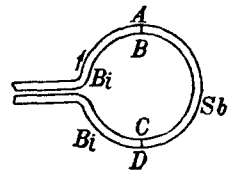


Рис. 54.

Если же температура первого спая будет ниже, чем второго, то ток в цепи пойдет в обратном направлении.

Приборы, построенные для получения термо-тока, носят название термо-пар или термо-элементов.

В качестве технического тока термо-током не пользуются, так как экономически это невыгодно, но в науке и в технике, в качестве измерительных приборов, термо-элементы нашли себе широкое применение. Следующее явление, связанное с термо-током, было открыто Пельтье и носит его имя; если нагревание спая вызывает течение электричества в данном направлении, то при прохождении внешнего тока того же направления этот спай охлаждается; при токе обратного направления спай аномально нагревается. Таким образом, если взять пару висмут-сурьма (рис. 54) и пропустить ток, как указано на чертеже, то тот спай, где ток идет от висмута к сурьме (спай AB), будет охлаждаться, а спай CD , где ток идет от сурьмы к висмуту, будет аномально нагреваться.

ГЛАВА III.

Магнетизм.

1. Основные явления.

Мы уже обратили внимание на то, что явление электрического тока связано с другим сорта явлениями,—именно, с явлениями магнитными. Для того, чтобы продолжать изложение учения об электрических явлениях, нам надо остановиться и на магнитных явлениях как таковых и ввести понятие, аналогичное понятию об электростатическом поле—понятие о поле магнитных сил.

В природе, в земной коре мы часто находим чистое железо или железную руду, так называемый магнитный железняк, обладающий аномально сильным свойством притягивать к себе железо или тела, содержащие железо, в значительно меньшей степени никкель и кобальт и в ничтожной степени большинство остальных

тел. Это свойство существенно отличается и от Ньютоновского притяжения и от притяжения электростатического. Способность притягивать к себе окружающие тела или магнитные свойства распределены в теле не равномерно, а сосредоточены на поверхности так называемого естественного магнита как бы гнездами. Эти места наибольшего проявления магнитных взаимодействий называются полюсами магнита.

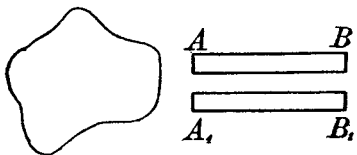


Рис. 55.

Если мы к полюсу естественного магнита поднесем два стальных стержня (рис. 55), то произойдет так называемое намагничивание через влияние. Оба стержня приобретут магнитные свойства и будут притягивать к себе железные предметы. Полюса таких искусственных магнитов расположатся по концам стержней, в точках A, B и A_1, B_1 ; между этими точками будет у каждого стержня область, которая не будет обнаруживать магнитных свойств—это так называемая безразличная линия.

Если мы займемся исследованием взаимодействия полюсов двух наших искусственных магнитов, то заметим, что полюса A и B_1 и полюса A_1 и B взаимно притягиваются, а полюса A и A_1 и B и B_1 взаимно отталкиваются.

На основании этого мы делаем заключение, что существует два рода магнетизма или магнитных масс, и одноименные—взаимно отталкиваются, а разноименные—взаимно притягиваются.

Как известно, если мы поместим легкий искусственный магнит, так называемую магнитную стрелку, на острие или подвесим его на коконовой нити, то стрелка расположится приблизительно по направлению географического меридиана, указывая одним своим концом на север, другим—на юг. Тот конец стрелки, который указывает на север, мы называем северным (N), и магнетизм, находящийся на нем,—положительным или северным, а противоположный конец стрелки называем южным (S), и полюс или магнитную массу, находящуюся на этом конце, называем южной или отрицательной.

Со временем стержень теряет свои магнитные свойства, в особенности, если он испытывает сильное нагревание или удары.

Если мы разрежем искусственный магнит по различной линии (рис. 56) AB , то в месте разреза на полученных двух кусках стержня появятся противоположные полюса, как это показано на рисунке. Таким образом, мы не можем отделить северный магнетизм от южного. Мы видим, что в этом отношении магнитные массы существенно отличаются от электрических. Сколько бы мы не делили магнит, мы всегда получим новые магниты, при чем у каждого по концам будут противоположные полюса.

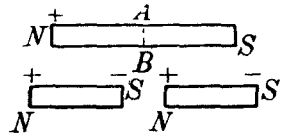


Рис. 56.

2. Взаимодействие магнитных полюсов.

Кулон, исследуя количественно взаимодействие магнитных полюсов, пришел к заключению, что закон взаимодействия их подобен закону взаимодействия электрических масс и может быть выражен формулой:

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{\mu \cdot r^2} .$$

Здесь F — сила взаимодействия, выраженная в динах, r — расстояние между полюсами, μ — коэффициент магнитной проницаемости, зависящий от характера среды, находящейся между полюсами (величина, аналогичная диэлектрической постоянной), m_1 и m_2 — величины взаимодействующих магнитных масс в единицах, которые мы установим на основании этого закона Кулона.

За единицу магнитной массы мы выбираем такое количество магнетизма, которое взаимодействует с себе равными на расстоянии одного сантиметра с силой в одну дину.

Эта единица магнитной массы послужит нам основанием третьей системы единиц измерения электромагнитных явлений, так называемой электромагнитной системы.

3. Магнитный момент.

В различных вычислениях часто встречается произведение из количества магнетизма m , лежащего на полюсе, на расстояние между полюсами или на длину l прямолинейного магнита. Величине $m \cdot l$ присвоено название магнитного момента данного магнита.

4. Магнитное поле.

Все пространство, где обнаруживаются магнитные силы, мы называем магнитным полем. И так как основной закон взаимодействия магнитных масс имеет совершенно такое же выражение, как закон взаимодействия электрических масс, то и следствия получаются одинаковыми. Аналогично понятию напряжения электростатического поля мы вводим понятие о напряжении магнитного поля, при чем за величину напряжения магнитного поля M мы принимаем величину магнитной силы, действующей на единицу магнитной массы, или величину магнитной силы, отнесенной к единице магнитной массы:

$$M = \frac{F}{m} .$$

Единица напряжения магнитного поля носит название „гаусс“.

Для точек поля, лежащих вокруг полюса m_1 , дающего радиальное поле:

$$M = \frac{F}{m} = \frac{m_1}{\mu r^2} .$$

Мы вводим также понятие о магнитной индукции B , при чем $B = \mu \cdot M$ или для радиального поля $B = \frac{m_1}{r^2}$.

Так же, как в учении об электростатическом поле, мы вводим понятие о силовых линиях и полагаем, что число силовых магнитных линий, нормально пересекающих квадратный сантиметр поверхности, равно числу, выражающему магнитную индукцию в данном месте.

Отсюда получается и понятие о магнитном потоке, как о числе силовых магнитных линий, пронизывающих данную поверхность:

$$N = B \cdot S \cdot \cos \varphi,$$

где N — число силовых линий, B — магнитная индукция, S — величина поверхности и φ — угол, составленный нормально к поверхности и направлением поля, которое мы считаем по направлению силовых линий от положительного или северного полюса к отрицательному или южному полюсу магнита.

Обнаружить присутствие и форму магнитного поля можно способом, аналогичным тому, который был указан для обнаружения электростатического поля: полюса магнитов, создающих поле, покрывают стеклом или бумагою, и помещают на эту поверхность железные опилки; благодаря намагничиванию через влияние, опилки располагаются своими длинными осями по направлению силовых линий поля. Получаемые картины поля часто называют магнитными спектрами. Картины получаются совершенно такие же, как и для различных случаев электростатического поля. Надо, однако, помнить, что одинокой магнитной массы мы получить не можем; на всяком теле мы всегда имеем два полюса; из одного магнитные силы выходят—это северный полюс и в другой они входят—это южный магнитный полюс. Картина поля, которую дает прямолинейный стальной магнит представлена на рисунке 57.

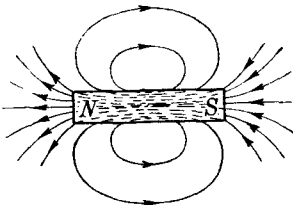


Рис. 57.

Обратим внимание на особенность расположения магнитных сил—линии сил выходят и входят в железный магнит под всевозможными углами, как это имеет место у диэлектрика в случае электростатического поля. Кроме того внутри железного стержня мы находим большую густоту силовых линий, что характеризуется большим значением μ для железа.

Особенностью магнитных силовых линий является также то, что они всегда представляют собою замкнутый контур, так как магнитные линии пронизывают магнит, тогда как электрические силовые линии начинаются и кончаются на поверхности, несущей заряд.

5. Магнитодвижущая сила.

Если некоторая магнитная масса m магнитными силами будет перемещена вдоль всего замкнутого контура линии магнитной силы, то магнитные силы совершат известную работу W . Величина этой работы, отнесенная к единице массы перемещаемого магнетизма $\frac{W}{m}$, называется магнитодвижущей силой.

6. Железо в магнитном поле.

Представим себе, что мы имеем однородное магнитное поле, напряжение которого— M . Если мы введем в это поле железный стержень, то он как бы втянет в себя магнитные силовые линии (рис. 58), и магнитная индукция внутри железа будет во столько раз больше, во сколько магнитная проницаемость железа больше магнитной проницаемости воздуха. Если мы будем увеличивать напряжение внешнего магнитного поля, то и магнитная индукция в железе будет увеличиваться, однако, не прямо пропорционально увеличению напряжения внешнего поля и его магнитной

индукции, а так как отношение магнитных индукций равно отношению магнитных проницаемостей, то мы должны заключить, что магнитная проницаемость не постоянна для железа и зависит от напряжения поля.

При постепенном увеличении напряжения внешнего магнитного поля, магнитная индукция железного стержня будет стремиться к некоторой предельной величине,

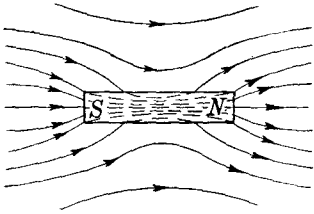


Рис. 58.

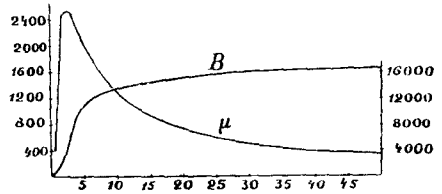


Рис. 59.

которую мы называем насыщением. При дальнейшем увеличении напряжения поля магнитная индукция стержня уже изменяться не будет — мы скажем, что стержень намагничен до состояния насыщения.

На рис. 59 представлена графически зависимость величин B и μ для железа от величины напряжения M внешнего магнитного поля. Здесь по оси абсцисс отложены значения M , а по оси ординат — значения μ (цифры слева) и значения B (цифры справа).

Таким же свойством непостоянства μ и значительной его величиной отличаются, кроме железа, еще никель и кобальт. Эти три тела составляют так называемую ферромагнитную группу.

Гистерезис и коэрцитивная сила. Железо и железо-содержащие тела, как мы видели, будучи подвергнуты действию внешнего магнитного поля, делаются сами магнитными. Они как бы задерживают в себе магнитные свойства. Если мы графически изобразим процесс намагничивания некоторого стержня до состояния насыщения, откладывая по оси абсцисс значения напряжения магнитного поля M , а по оси ординат — значения магнитной индукции B , возникающей в нашем стержне, то получим „линию B^a “ (рис. 59). Если мы, достигнув насыщения, постепенно будем уменьшать величину напряжения внешнего магнитного поля, то значение B и соответствующая изображающая точка не пойдет обратно по линии GO (рис. 60), а при значении $M = 0$ кривая пересечет ось абсцисс в точке H , т. е. при отсутствии внешнего магнитного поля наш стержень будет обладать остаточной магнитной индукцией, определяемой величиной ординаты OH — это явление называется магнитным гистерезисом (отставание магнитной индукции от внешнего поля). Если теперь дадим внешнему полю противоположное направление и постепенно будем усиливать его напряжение в новом (отрицательном) направлении, то величина B будет убывать и при некотором значении напряжения поля OK_1 — обратится в нуль, т. е. наш стержень в этот момент размагнитится. При дальнейшем усилении поля в отрицательном направлении величина B будет меняться по кривой K_1G_1 и, наконец, достигнет предельного значения при некотором значении напряжения OA_1 . Если мы в дальнейшем будем уменьшать отрицательные значения M до нуля, а затем увеличивать положительные значения M , то точка, изображающая изменение величины B , пойдет по кривой G_1H_1KG , пересекая ось ординат в точке H_1 на расстоянии $OH_1 = OH$, и ось абсцисс в точке K на расстоянии $OK = OK_1$ от начала координат.

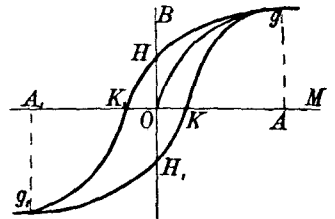


Рис. 60.

Напряжение внешнего поля $OK = OK_1$, размагничивающее намагниченный до насыщения стержень, носит название коэрцитивной силы.

Вся замкнутая кривая $GHK_1G_1H_1KG$ носит название петли гистерезиса.

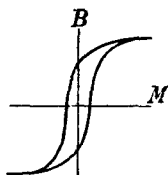


Рис. 61.

При построении различных электрических машин в высшей степени важно знать величину остаточной индукции и коэрцитивной силы данного материала. Те части, которые должны легко перемагничиваться, должны строиться из чистого железа, величина коэрцитивной силы которого незначительна (рис. 61); те же части, которые должны удерживать неизменно свои магнитные свойства, должны строиться из определенного сорта

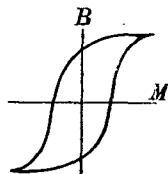


Рис. 62.

стали, обладающей почти такой же остаточной индукцией, как чистое железо, но очень большой коэрцитивной силой (рис. 62).

7. Тела пара и диамагнитные

Из всех тел, как было уже указано, только железо, никель и кобальт обладают значительной магнитной проницаемостью и, вследствие этого, сильно взаимодействуют с магнитным полюсом. Все тела этой группы обладают также гистерезисом. Все остальные тела обладают магнитной проницаемостью, весьма близкой к единице, и весьма слабо взаимодействуют с магнитным полюсом. При этом все эти тела делятся на два разряда: первые, для которых магнитная проницаемость больше единицы — называются парамагнитными, — они как железо, но в гораздо более слабой степени притягиваются к магнитному полюсу, и стержень, сделанный из парамагнитного тела, располагается в магнитном поле вдоль силовых линий поля; другая группа тел обладает значением магнитной проницаемости, меньшим единицы — эта группа называется диамагнитной. Тела этого рода отталкиваются от магнитного полюса, и стержень, сделанный из диамагнитного тела, располагается в магнитном поле перпендикулярно к его силовым линиям.

К разряду диамагнитных тел относятся, главным образом, висмут (Bi) и сурьма (Sb), затем многие органические тела и жидкости (спирт, скипидар и проч.); некоторые неорганические жидкости (чистая вода, серная и азотная кислоты и проч.); напротив, газы по преимуществу обнаруживают парамагнитные свойства, из которых особенно заметными парамагнитными свойствами обладает кислород.

8. Магнитное поле земли.

Известно, что на земной поверхности магнитная стрелка, поставленная на острие, располагается одним своим концом к северу, другим к югу. Это обстоятельство доказывает, что у поверхности земли имеется некоторое магнитное поле. Направление стрелки в наших местностях не совпадает с географическим меридианом, а северный конец стрелки отклонен к западу от географического меридиана на угол, который мы называем углом склонения (в данном случае западного). Направление стрелки указывает направление так называемого магнитного меридиана. Если мы для различных точек земного шара определим направление магнитных меридианов и продолжим их по поверхности земного шара до точек пересечения, то эти точки расположатся: первая на северных берегах северной Америки около $70^{\circ}30'$ северной широты и $97^{\circ}41'$ восточной долготы, — это так называемый южный магнитный полюс земли и вторая — в противоположной точке земного шара, а именно на $73^{\circ}39'$ южной широты и $146^{\circ}15'$ западной долготы — это северный магнитный полюс земли.

Если магнитную стрелку подвесить за центр тяжести или поместить ее на ось, перпендикулярную к магнитному меридиану и проходящую через центр тяжести

стрелки, то последняя расположится под некоторым углом к горизонту. Угол этот называется углом наклона. Направление стрелки в данном случае совпадает с направлением силовых линий магнитного поля. Если мы отправимся с такой стрелкой (стрелкой наклона) по направлению магнитного меридиана к магнитному полюсу, то угол наклона будет все время увеличиваться и, наконец, на полюсе магнитная стрелка займет вертикальное положение.

Здесь магнитные силы земного поля выходят из земли перпендикулярно к ее поверхности. Во всяком другом месте линии магнитных сил составляют некоторый угол с горизонтальной плоскостью, и мы имеем горизонтальную и вертикальную составляющую напряжения земного магнитного поля. Линия, проходящая симметрично относительно магнитных полюсов, на которой вертикальная составляющая равна нулю, называется магнитным экватором.

Форма и распределение силовых магнитных линий вокруг земли представлены на рис. 63.

Направление магнитных меридианов, а также напряжение поля в некоторых местностях обнаруживают значительные отступления от нормы или так называемые магнитные аномалии. Эти аномалии в большинстве случаев объясняются присутствием в земной коре масс магнитного железняка или просто железной руды. За последнее время особенно тщательно исследована аномалия в Курской губернии, где по признакам магнитной аномалии открыты громадные залежи магнитного железняка, лежащего на большой глубине.

Магнитные элементы: склонение, наклонение и напряжение поля испытывают также временные возмущения. Часть из них периодические — это так называемые вариации земного магнетизма, другие возникают внезапно — это так называемые магнитные бури. Однако, и магнитные бури имеют некоторую периодичность, совпадающую с периодичностью солнечных пятен и северных сияний.

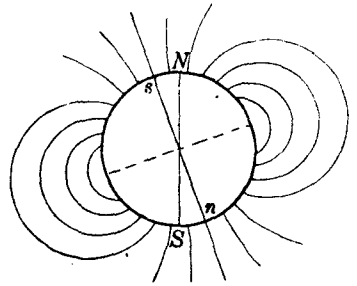


Рис. 63.

9. Гипотеза Вебера.

Чтобы объяснить явление намагничивания и прочие магнитные явления, Вебер сделал предположение, что тела, обнаруживающие магнитные свойства, состоят из мельчайших элементарных магнитов, или так называемых магнетонов, оси которых в ненамагниченном теле расположены в полном беспорядке; когда же тело подвергается намагничиванию, то магнетоны выстраиваются в ряды, или происходит то, что мы называем поляризацией.

ГЛАВА IV.

Магнитное поле электрического тока.

1. Форма магнитного поля тока.

На стр. 25 уже описано явление Эрстеда и указано правило Ампера, заключающееся в том, что магнитная стрелка вблизи электрического тока стремится встать перпендикулярно к направлению тока, при том так, что северный ее конец отклоняется в сторону большого пальца правой руки наблюдателя, положенной на проводник с током ладонью по направлению к магнитной стрелке и так, чтобы ток шел от ладони к пальцам.

С другой стороны из предыдущей статьи о магнитных явлениях нам известно, что прямолинейный магнит в магнитном поле располагается своей длинной осью по направлению магнитных силовых линий поля, указывая своим северным концом направление силовых линий поля.

Из приведенных двух положений мы заключаем, что при перемещении электрических зарядов по проводнику, вокруг проводника образуется магнитное поле, по направлению которого и располагается магнитная стрелка.

Если вокруг расположенной вертикально прямолинейной проволоки (рис. 64), по которой течет сверху вниз электрический ток, разместить магнитные стрелки, то все они расположатся перпендикулярно к направлению тока, при чем северный конец каждой стрелки будет обращен к южному концу следующей стрелки. Все магнитные стрелки образуют, таким образом, как бы замкнутую, последовательно соединенную, цепь магнитов. Так как все северные концы магнитных стрелок указывают направление магнитных силовых линий, то, очевидно, что в нашем случае (рис. 64) силовые линии магнитного поля электрического тока будут представлять собой концентрические окружности, при чем поле силовых линий для наблюдателя, смотрящего сверху (по направлению тока), будет направлено по направлению часовой стрелки (рис. 65).

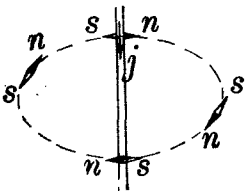


Рис. 64.

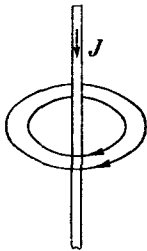


Рис. 65.

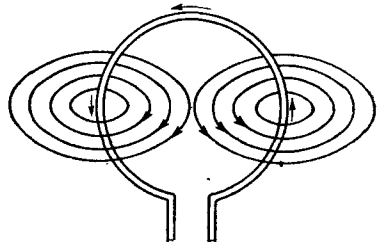


Рис. 66.

Очевидно, что при изменении направления тока форма его магнитного поля не меняется, но направление его изменяется на обратное. Направление магнитного поля электрического тока очень хорошо определяется так называемым „правилом штопора“ (или буравчика): если мы будем ввинчивать штопор по направлению электрического тока, то его головка вращается по направлению силовых линий магнитного поля данного электрического тока.

Пользуясь правилом штопора легко в различных случаях определить форму магнитного поля тока. Так, очевидно, что магнитное поле кругового тока (рис. 66) будет пронизывать контур, обтекаемый током, и все элементы кругового тока дают внутри контура поле одного и того же направления.

Если теперь мы будем ввинчивать штопор по направлению магнитного поля в центре контура, то движение головки штопора укажет нам направление тока.

Проволочный контур, по которому течет электрический ток и с одной поверхности которого выходят магнитные силовые линии, а в другую поверхность входят, носит название „Магнитного листка“. Очевидно, что магнитный листок представляет собою полную аналогию короткого магнита, имеющего сечение, равное сечению контура тока.

Легко сообразить, какую форму магнитного поля даст проволочная спираль, или так называемый соленоид, по которому протекает ток. Каждый виток спирали (рис. 67) дает магнитное поле, как одиночный круговой ток, и так как направление тока во всех витках одно и то же, то внутри соленоида поля отдельных витков складываются и получается поток силовых линий, пронизывающий соленоид по его оси. Направление этого магнитного потока определяется правилом штопора.

Очевидно, что соленоид, по которому протекает ток, представляет аналогию прямолинейного постоянного магнита: тот конец соленоида, из которого выходят

силовые магнитные линии, представляет собой северный полюс, а противоположный конец, в который входят силовые линии,—представляет собой южный полюс. При данной силе тока в соленоиде мы при определенном числе оборотов проволоки получим определенное значение магнитной индукции на концах соленоида, т.-е. из северного его конца будет выходить некоторое определенное число силовых магнитных линий и такое же число будет входить в южный его конец. Чтобы увеличить магнитную индукцию и тем усилить действие такого магнита, внутрь соленоида по его оси вставляется железный стержень, называемый сердечником.

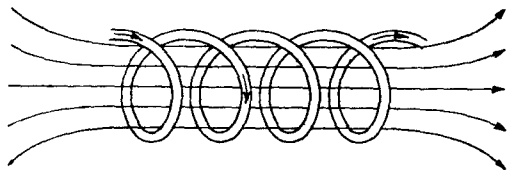


Рис. 67.

Число силовых магнитных линий, приходящихся на один квадратный сантиметр сечения соленоида, увеличивается сообразно значению магнитной проницаемости железа (ибо $B = \mu M$), и мы получаем громадное число силовых линий, выходящих из конца соленоида с сердечником. Магнитное действие такого „электромагнита“ может быть при достаточно сильном токе и большом числе оборотов проволоки громадно.

Электромагнитам, в зависимости от технических условий, дают самые разнообразные формы.

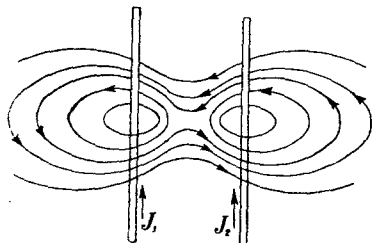


Рис. 68.

Приведем еще форму магнитного поля, создаваемого двумя параллельными токами, текущими в одном и том же направлении (рис. 68) и в направлениях взаимно противоположных (рис. 69).

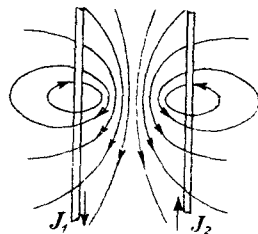


Рис. 69.

Магнитное поле электрического тока обнаруживается так же, как и магнитное поле постоянных магнитов, при помощи опыта с железными опилками.

Напряженность магнитного поля электрического тока. Мы познакомились с магнитным полем электрического тока с качественной стороны и в каждом отдельном случае можем определить направление этого поля в любой точке этого поля, т.-е. знаем, куда будет направлена магнитная сила, действующая на положительную магнитную массу (северную), помещенную в данное место нашего поля. Теперь нам надо познакомиться с количественной стороной дела, т.-е. установить величину напряжения магнитного поля тока в данной точке пространства.

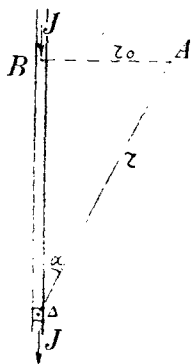


Рис. 70.

2. Закон Био и Савара.

Представим себе, что мы имеем вертикальный прямолинейный ток силы J , текущий сверху вниз (рис. 70). Поместим в точке A , лежащей на расстоянии $BA = r_0$ от тока, положительную магнитную массу m . По правилу Ампера легко сообразить, что на эту массу будет действовать сила магнитного поля нашего тока $F = M \cdot m$, где M напряженность поля в данном месте, по направлению от чертежа к наблюдателю. Каждый элемент проволоки Δl , по которому течет ток, дает свою слагающую ΔF этой силы.

Оказывается, что: $\Delta F = k \frac{m \cdot J \cdot \sin \alpha \cdot \Delta l}{r^2}$.

Это выражение носит название закона Био и Саввара.

Здесь α есть угол, составленный направлением тока J и линией, соединяющей полюс m с элементом проволоки Δl , r — расстояние полюса m от элемента Δl , а k — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц. Если элемент проволоки будет бесконечно мал (dl), то и слагающая силы F , зависящая от этого элемента, будет также бесконечно малой (dF):

$$dF = k \frac{m \cdot J \cdot \sin \alpha}{r^2} \cdot dl.$$

3. Действие бесконечно длинного тока на магнитный полюс.

Чтобы найти величину силы, которая получится при действии всех элементов бесконечно длинной проволоки JJ на полюс m , мы должны взять от выражения dF определенный интеграл в пределах от $-\infty$ до $+\infty$.

Заменим в выражении закона Био и Саввара переменные r и l через переменную α и изменим соответственно пределы интегрирования.

Из треугольника ABC видно, что

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha} \text{ и } l = r_0 \cdot \operatorname{ctg} \alpha,$$

откуда

$$r^2 = \frac{r_0^2}{\sin^2 \alpha} \text{ и } dl = -r_0 \cdot \frac{1}{\sin^2 \alpha} \cdot d\alpha.$$

Вставляя эти значения в формулу для dF , мы получим:

$$dF = -k \frac{m \cdot J \cdot \sin \alpha \cdot \sin^2 \alpha \cdot r_0}{r_0^2 \cdot \sin^2 \alpha} d\alpha = -k \frac{mJ}{r_0} \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha.$$

Вся же сила F , с которой действует бесконечно длинный прямолинейный ток на полюс m , будет:

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} dF = -k \frac{mJ}{r_0} \int_0^{2\pi} \sin \alpha \cdot d\alpha = -k \frac{mJ}{r_0} [-\cos \alpha]_0^{2\pi} = -k \frac{2mJ}{r_0}$$

Знак „—“ определяет направление действующей силы от чертежа к наблюдателю. Напряжение M магнитного поля на расстоянии r_0 от тока будет, очевидно, иметь значение:

$$M = \frac{F}{m} = k \frac{2J}{r_0},$$

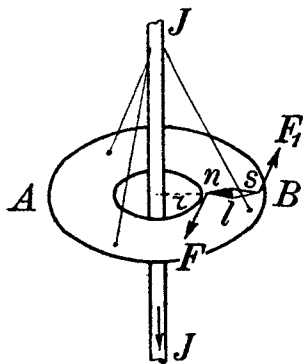


Рис. 71.

т.е. напряжение магнитного поля прямолинейного тока пропорционально силе тока и обратно пропорционально расстоянию точки поля от тока.

Доказательством этого положения служит следующий опыт: к прямолинейному (рис. 71) вертикальному проводу подвешивается на трех нитях картонный круг AB , могущий вращаться около оси JJ , на котором укрепляется прямолинейный магнит ns с магнитным моментом ml по направлению радиуса rns . Очевидно, что на полюс магнита n действует сила F , момент которой относительно оси JJ равен $F \cdot r$. На полюс S действует сила F_1 и момент ее относительно оси JJ равняется $F_1 \cdot (r + l)$.

Опыт показывает, что, несмотря на действие моментов, система не вращается; следовательно, моменты равны:

$$F \cdot r = F_1 \cdot (r + l); \text{ откуда: } \frac{F}{F_1} = \frac{r + l}{r}$$

т.е. силы, действующие на полюса магнита ns , обратно пропорциональны расстояниям полюсов от тока, а это и есть интегральный закон Био и Саввара.

4. Действие кругового тока.

Напряжение магнитного поля в центре кругового тока может быть определено на основании закона Био и Савара вполне элементарно.

Пусть в центре кругового тока (рис. 72), радиус контура которого есть r_0 и сила J , мы помещаем магнитную массу m . Очевидно, направление поля в точке C будет от наблюдателя за чертеж, а сила F будет определена, как сумма элементарных компонент ΔF , зависящих от действия элемента тока Δl . Очевидно, что расстояние всех точек тока от полюса m одно и то же: $r = \text{const} = r_0$, а угол, который составляет направление тока и направление линии r — в данном случае радиуса окружности — имеет также постоянное значение $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Таким образом:

$$\Delta F = k \frac{m \cdot J \cdot \sin \frac{\pi}{2} \Delta l}{r_0^2},$$

а действие всего кругового тока на полюс m выразится следующим образом:

$$F = \Sigma \Delta F = k \frac{mJ}{r_0^2} \Sigma \Delta l = k \frac{2\pi mJ}{r_0}$$

и напряжение магнитного поля в центре кругового тока будет:

$$M = \frac{F}{m} = k \cdot \frac{2\pi J}{r_0}.$$

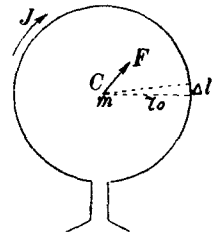


Рис. 72.

5. Система CGSM.

Силу тока, протекающего по радиану окружности радиуса в 1 с и действующего на единицу магнитной массы, помещенной в центре окружности, с силою в одну дину (рис. 73), мы принимаем за единицу силы тока в электромагнитной мере. Это — третья система единиц, в основание которой положена абсолютная единица магнитной массы. Следовательно, при этом выборе единицы силы тока коэффициент $k = 1$. Опыт показывает, что единица силы тока в электромагнитной мере (CGSM) крупнее единицы силы тока в электростатической мере (CGSE) в $3,10^{10}$, следовательно, практическая единица силы тока — ампер равняется 0,1 силы тока в системе CGSM, так как ампер крупнее единицы силы тока CGSE в $3,10^9$. Если ток будет выражен в амперах, то во всех предыдущих формулах коэффициент k должен иметь значение $k = 0,1$, если же сила тока выражена в системе CGSM, то $k = 1$.

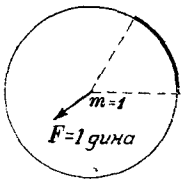


Рис. 73.

Естественно, что в таком же отношении, в каком находятся силы токов, находятся и единицы количества электричества (единица количества электричества в CGSM = 10 кулон = $3,10^{10}$ количества электричества в CGSE).

6. Определение горизонтальной слагающей земного магнетизма при помощи тангенс-буссоли.

Тангенс-буссолью мы называем прибор, при помощи которого мы, зная силу тока, можем определить горизонтальную слагающую земного магнетизма или, наоборот, зная величину слагающей земного магнетизма по отношению стрелки, мы можем определить силу тока.

Прибор представляет собою кольцевой контур (рис. 74) иногда в один оборот, иногда в 5—10 оборотов проволоки, в центре которого помещается на вертикальном острие короткая магнитная стрелка ns с магнитным моментом ml . Стрелка ns расположена под действием магнитных сил земли в направлении магнитного меридиана, и на каждый ее полюс в горизонтальной плоскости и в направлении стрелки

действует сила $F = H \cdot m$, где H — горизонтальная, составляющая напряжения земного магнитного поля. Плоскость кольцевого контура помещается также в плоскости магнитного меридиана. Если по контуру идет ток силы J CGSM, то в центре контура мы получаем напряжение магнитного поля тока:

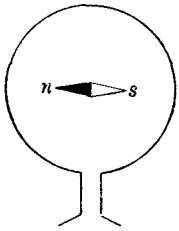


Рис. 74.

$$M = \frac{2 \pi J}{r_0} \cdot n.$$

где n — число оборотов контура, а r_0 — его радиус. Направление этого напряжения, очевидно, перпендикулярно к направлению земного магнитного меридиана, и на каждый полюс магнитной стрелки действуют две взаимно-перпендикулярные силы (рис. 75): вызванная напряжением поля земли, и вызванная магнитным полем кругового тока. Стрелка отклоняется от своего первоначального положения на угол φ и располагается по направлению равнодействующей R этих сил.

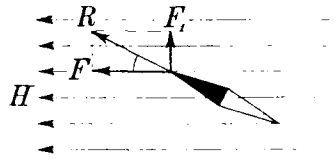


Рис. 75.

Очевидно, что $F_1 = F \cdot \operatorname{tg} \varphi$, или $\frac{2 \pi J}{r_0} \cdot n \cdot m = H \cdot m \cdot \operatorname{tg} \varphi$, откуда $H = \frac{2 \pi \cdot J \cdot n}{r_0 \cdot \operatorname{tg} \varphi}$.

Если же известна горизонтальная слагающая земного магнетизма, то прибор может служить для определения силы тока в абсолютной (CGSM) мере:

$$J = \frac{H \cdot r_0}{2 \cdot \pi \cdot n} \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

ГЛАВА V.

Электродинамика.

1. Движение магнитного полюса в поле электрического тока.

Как мы видим, в случае магнитного поля электрического тока, линии магнитных сил замкнуты на себя, как и в случае поля постоянного магнита, но в первом случае вся замкнутая силовая линия проходит в однородной среде, окружающей проводник с током, тогда как во второй часть замкнутой линии пронизывает тело магнита.

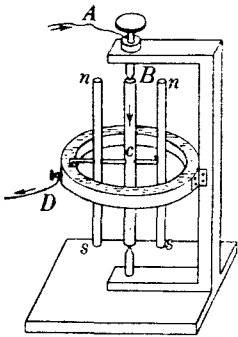


Рис. 76.

Если магнитная силовая линия электрического тока замкнута, то, как показал Фарадей, можно получить перемещение магнитного полюса по замкнутой траектории, но для этого необходимо, чтобы ток действовал только на один полюс магнита, иначе северный полюс будет двигаться в одном направлении, а южный в противоположном, и дело ограничится тем, что магнит расположится перпендикулярно к направлению тока. Практически в приборе Фарадея это вращение достигается при помощи прибора (рис. 76): два прямолинейных, вертикально расположенных магнита Ns и N_1s_1 , обращенные одноименными полюсами в одну сторону, могут вращаться около вертикальной оси BC . Электрический ток входит в стержень в точке B , в точке C поворачивает и через крючок k , которым снабжен один из магнитов, попадает в кольцеобразную чашку DH , наполненную ртутью, и из нее через клемму D в провода цепи. При возникновении тока, направление которого указано на рисунке стрелкой, начинается вращение системы магнитов по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего сверху. При перемене направления тока, понятно, меняется и направление вращения.

магнитов, попадает в кольцеобразную чашку DH , наполненную ртутью, и из нее через клемму D в провода цепи. При возникновении тока, направление которого указано на рисунке стрелкой, начинается вращение системы магнитов по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего сверху. При перемене направления тока, понятно, меняется и направление вращения.

2. Движение тока в магнитном поле.

Мы видели, что бесконечно длинный прямолинейный ток силы J в ед. CGSM действует на магнитный полюс m с силой:

$$F = \frac{2 Jm}{r_0}.$$

Но так как действие равно и противоположно противодействию, то магнитный полюс действует на электрический ток с такой же, но направленной в противоположном направлении, силой (рис. 77) F_1 . Если проводник JJ с током неподвижен, а полюс m подвижен, как это имело место в приборе Фарадея, то северный магнитный полюс перемещается в направлении магнитного поля электрического тока. Если же, напротив, сделать неподвижным магнитный полюс m и подвижным сделать проводник с током, то он начнет перемещаться в направлении силы F_1 . Направление перемещения электрического тока в магнитном поле можно определять правилом трех пальцев левой руки, расположенных в трех взаимно перпендикулярных направлениях: направление напряжения магнитного поля, создаваемого положительным или северным полюсом m в точке A , где приложена сила F_1 к току, определяется вектором M , направление тока вектором J_0 , а направление действующей на ток силы F_1 , а, следовательно, и направление перемещения тока определяется направлением вектора F_1 . Если мы направим указательный палец левой руки по направлению магнитного поля M , а третий палец по направлению электрического тока, то первый палец укажет направление перемещения тока.

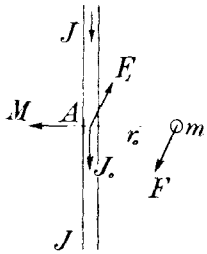


Рис. 77.

Заметим, что электрический ток перемещается в магнитном поле, пересекая магнитные силовые линии. С точки зрения Фарадеевых силовых трубок можно еще

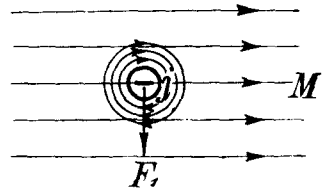


Рис. 78.

следующим образом трактовать действие магнитного поля на ток: представим себе однородное магнитное поле M (рис. 78), имеющее направление слева направо и электрический ток J , текущий перпендикулярно к направлению поля. Пусть ток, сечение которого изображено на рисунке кружком со знаком минус, течет от наблюдателя за чертеж. По правилу штопора силовые линии такого тока представляют собою concentрические окружности, и направление их для наблюдателя, смотрящего на чертеж, совпадает с направлением часовой стрелки. Очевидно, что в верхней части чертежа, над током, направление силовых линий поля M и направление магнитного поля тока совпадают, и здесь получается большая густота магнитных силовых линий или значительная по величине магнитная индукция; в нижней же части чертежа, под током, направление магнитного поля M и направление поля тока взаимно противоположны, напряжения противоположных полей друг друга уничтожают, и получается малая магнитная индукция.

По свойству силовых линий — стремиться расширяться в направлении, перпендикулярном их длине, они производят давление на проводник с током, очевидно, сверху вниз, т.е. в сторону меньшей густоты линий, и наш ток будет перемещаться под действием этого давления F_1 перпендикулярно к направлению поля M сверху вниз. Если мы применим вышеизложенное правило трех пальцев левой руки, то увидим, что оно, действительно, имеет место, и, при надлежащем направлении указательного и третьего пальца, первый укажет направление перемещения тока.

Заметим, что, если направление тока не перпендикулярно к направлению поля, то сила F_1 , перемещающая ток, вызывается компонентой напряжения магнитного поля, перпендикулярной к току. Т.е. вектор M , определяющий напряжение магнитного поля, разлагается на два вектора, одна компонента направлена по направлению тока

(или навстречу ему); а другая — перпендикулярно к направлению тока; эта последняя и вызывает появление силы F_1 , перемещающей ток.

Если мы поместим подвижный контур тока или так называемый магнитный листок в магнитное поле, то, применяя правило трех пальцев левой руки, убе-

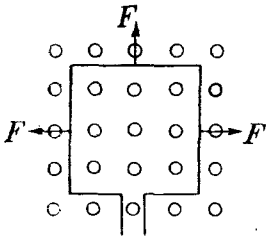


Рис. 79.

димся, что плоскость подвижного контура расположится перпендикулярно к направлению поля, притом так, что для наблюдателя, смотрящего по направлению поля, направление тока будет казаться „по стрелке часов“ (рис. 79). Здесь изображено магнитное поле, перпендикулярное к плоскости чертежа и уходящее за плоскость чертежа, и подвижный контур тока J . Очевидно, что силы F в изображенном случае будут действовать на элементы тока в разные стороны и в плоскости контура, стремясь придать контуру форму окружности.

Если взять подвижный соленоид, то, очевидно, он в магнитном поле расположится так, что плоскости его витков будут перпендикулярны к направлению силовых линий поля или, что то же самое, ось соленоида расположится по направлению поля.

Для выяснения действия магнитного поля на контур тока приведем еще следующее рассуждение.

Пусть мы имеем однородное магнитное поле (рис. 80), направленное слева направо, и кольцевой контур тока, плоскость которого не перпендикулярна к направлению поля.

На рисунке изображена половина кольца, при чем из верхнего сечения кольца (\oplus) ток течет вперед, а в нижнее (\ominus) ток утекает за плоскость чертежа. Очевидно, что при таком условии на контур тока будет действовать пара сил F_1F_2 , которая и будет вращать контур до тех пор, пока плоскость его не расположится перпендикулярно к направлению поля (рис. 81).

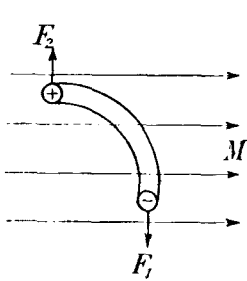


Рис. 80.

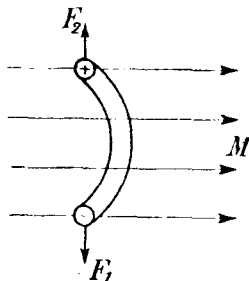


Рис. 81.

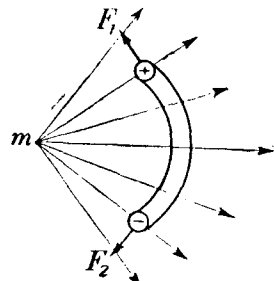


Рис. 82.

Если магнитное поле неоднородно, то на контур тока будет действовать не только пара сил, но и сила, которая будет перемещать контур в то место поля, где значение его магнитной индукции наибольшее. В самом деле, представим себе неоднородное магнитное поле (рис. 82). Очевидно, поле будет действовать на кольцевой ток с силами F_1 и F_2 , перпендикулярными к направлению поля в данном месте тока, и эти силы, направленные под некоторым углом, дадут равнодействующую по направлению к магнитному полюсу m , т.е. наш контур будет притягиваться к полюсу m .

Взаимодействие токов можно рассматривать также с точки зрения натяжения Фарадеевых силовых трубок. Рис. 68 изображает поле двух параллельных токов, текущих в одну сторону; линии сил магнитного поля, окружающие оба тока, стремясь сократиться по длине, будут сближать и самые токи. Напротив, линии сил,

изображенные на рис. 69, стремясь раздаться в ширину, будут отталкивать друг от друга токи параллельные, но текущие навстречу друг другу.

Из всевозможных опытов, показывающих перемещение тока в магнитном поле, мы опишем один: на половине высоты вертикального прямолинейного магнита (рис. 83) помещается кольцеобразная чашка со ртутью; на верхний конец магнита установлена на острие¹⁾ дуга DD , концы которой касаются ртутной поверхности в кольцеобразной чашке. Электрический ток J течет из внешней цепи через клемму C вверх по магниту SN , далее — вниз по ветвям дуги DD в кольцо ртути и через клемму B во внешнюю цепь. Рассмотрим, как поле магнита SN будет действовать в точке A на ток, текущий по ветви D вниз; очевидно, к ветви дуги DD в точке A приложена некоторая сила, перемещающая эту ветвь в магнитном поле нашего постоянного магнита, и, согласно правила трех пальцев левой руки, направление этой силы F_1 в точке A будет в нашем случае от чертежа к наблюдателю. Исследуя действие магнитного поля нашего магнита SN на различные точки тока в дуге DD , мы увидим, что силы F будут вращать нашу дугу DD , и направление этого вращения, в нашем случае для наблюдателя, смотрящего сверху,

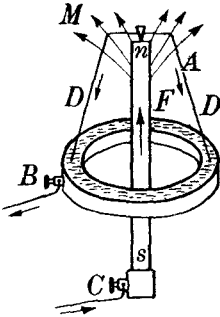


Рис. 83.

будет по стрелке часов. Если изменить направление тока, то, очевидно, изменится и направление вращения дуги DD .

Явление движения магнитного полюса в поле тока и тока в магнитном поле принципиально решает вопрос о превращении энергии электрического тока в механическую энергию.

3. Взаимодействие токов.

В предыдущей статье мы разбирали явление действия полюса магнита на электрический ток и пришли к заключению, что проводник с током перемещается в поле магнита, пересекая под прямым углом магнитные силовые линии поля.

Очевидно, что совершенно безразлично, что является источником магнитного поля, постоянный магнит или проводник, по которому течет ток. Другой проводник с током будет перемещаться в магнитном поле первого тока по тем же правилам, по которым проводник перемещается в поле постоянного магнита.

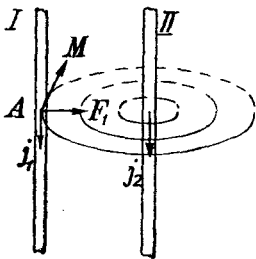


Рис. 84.

Представим себе, что мы имеем два параллельных проводника (рис 84) I и II, по которым течет ток J_1 и J_2 сверху вниз. Направление поля второго тока для наблюдателя, смотрящего сверху, представляется направленным по стрелке часов по кон-

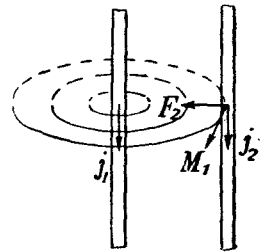


Рис. 85.

центрическим окружностям и в точке A первого тока напряжение этого поля M_2 направлено по касательной к кольцевой линии сил от наблюдателя за плоскость чертежа. Применяя правило трех пальцев левой руки, мы увидим, что сила F_1 , действующая на первый ток и перемещающая его в магнитном поле второго тока, будет направлена слева направо, т.е. первый ток будет притягиваться ко второму току и сила F_1 этого притяжения будет пропорциональна силе тока J_2 . С другой

¹⁾ В верхнем конце магнита делается небольшое углубление, куда помещается капля ртути, в которую входит острие; на последнем висит дуга DD . Без этой предосторожности сопротивление в точке опоры острия будет слишком велико.

стороны и первый ток создает свое магнитное поле (рис. 85), и второй ток перемещается в поле первого тока под действием силы F_2 , которая, согласно правила трех пальцев левой руки, направлена справа налево. Величина этой силы пропорциональна силе тока J_1 .

Таким образом, два параллельных и направленных в одну сторону тока взаимно притягиваются.

Так как по третьему закону динамики силы взаимодействия всегда равны и противоположны, то обе силы F_1 и F_2 имеют одну и ту же величину и обе пропорциональны как силе тока J_1 , так и силе тока J_2 , а, следовательно, сила притяжения двух параллельных токов пропорциональна произведению $J_1 \cdot J_2$; а так как из интегрального закона Био и Саввара известно, что напряжение магнитного поля бесконечно длинного прямолинейного тока (J_1) выражается формулой:

$$M_1 = \frac{2J_1}{r},$$

то сила взаимодействия, приходящаяся на единицу длины тока, двух параллельных токов будет:

$$F_1 = F_2 = F = M_1 J_2 = \frac{2J_1 J_2}{r},$$

где r — расстояние между токами.

Применяя точно такие же рассуждения, мы сделаем заключение, что два параллельных тока (рис. 86) J_1 и J_2 , но текущих навстречу друг другу, будут взаимно отталкиваться.

Сила отталкивания, приложенная к единице длины тока, будет выражаться также:

$$F = \frac{2J_1 J_2}{r}.$$

Если токи непараллельны и направление напряжения поля одного тока составляет с направлением другого тока угол, отличающийся от 90° , то вектор напряжения разлагается на две компоненты, одну по направлению тока, другую перпендикулярно к нему, и сила F взаимодействия токов будет перпендикулярна к направлению тока и нормальной компоненте напряжения. Легко видеть, что токи, наклоненные друг к другу под углом φ меньше 90° , будут взаимно притягиваться, а токи, наклоненные под углами φ больше 90° ($90^\circ < \varphi < 180^\circ$), будут взаимно отталкиваться. Прилагая правило трех пальцев левой руки к току и образуемому им магнитному полю, легко видеть, что ток в собственном магнитном поле никуда перемещаться не будет.

4. Работа совершаемая силой при движении тока в магнитном поле.

Мы разберем простейший случай движения электрического тока в магнитном поле, когда ток перемещается перпендикулярно к направлению магнитных сил однородного магнитного поля.

Предположим, что мы имеем однородное магнитное поле, перпендикулярное к плоскости чертежа и направленное за плоскость чертежа (рис. 87). Пусть магнитная индукция этого поля $B = \mu M$, где M — напряжение, а μ — магнитная проницаемость среды. Это значит, что каждый сантиметр поверхности нашего чертежа пересекается B силовыми магнитными линиями.

В этом поле перпендикулярно к его направлению и параллельно друг другу помещены проводники AB и A_1B_1 . Проводники располагаются в плоскости, перпендикулярной к направлению силовых магнитных линий, на расстоянии l друг от друга. По этим проводам и перпендикулярно к ним может скользить проводник CC_1 .

Если по нашим проводникам пойдет ток I по направлению B_1C_1CB , то на проводник CC_1 будет действовать сила F , лежащая в плоскости нашего чертежа, и величина этой силы будет:

$$F = J \cdot \mu \cdot M \cdot l = J \cdot B \cdot l.$$

Пусть под действием этой силы проводник переместится на расстояние x в положение $C'C'_1$. Очевидно, работа, совершенная силой F , выразится:

$$W = F \cdot x = J \cdot B \cdot l \cdot x,$$

но lx есть величина площади $CC'C'_1C_1$, а так как каждый квадратный сантиметр этой площади пересекается B силовыми магнитными линиями, то вся площадь $CC'C'_1C_1$ пересекается:

$$N = B \cdot l \cdot x$$

силовыми линиями. Это—как раз то число магнитных силовых линий, которое перерезал наш отрезок проводника при своем перемещении

Итак, работа, совершенная силой F при движении тока J в магнитном поле, равна силе тока, умноженной на число пересеченных силовых магнитных линий:

$$W = J \cdot N.$$

Если направление поля не перпендикулярно к направлению тока, то при расчетах силы, а, следовательно, и работы надо принимать составляющую напряженности поля нормальную к направлению тока.

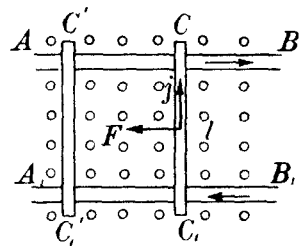


Рис. 87.

ГЛАВА VI.

Индукция или наведение тока.

1. Индукция тока в поле постоянного магнита.

Фарадей заметил, что всякий раз, когда проводник пересекает магнитные силовые линии, в цепи, часть которой он составляет, появляется электродвижущая сила и соответствующий ей электрический ток.

Представим себе однородное магнитное поле между двумя концами магнита (рис. 88) NS . Прямолинейный проводник AB , составляющий часть замкнутого проводочного контура ABG , мы можем перемещать перпендикулярно к направлению линий сил нашего поля. G представляет собой измерительный прибор—гальванометр.

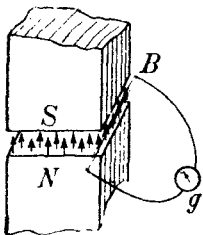


Рис. 88.

Если мы будем перемещать проводник AB справа налево, то он будет перерезывать магнитные силовые линии и число магнитных силовых линий, пронизывающих контур ABG снизу вверх, будет возрастать. При обратном движении проводника AB он опять будет перерезывать магнитные силовые линии и число силовых линий, пронизывающих контур ABG , будет уменьшаться.

Каждый раз, когда проводник AB перерезывает силовые магнитные линии, и число линий, пронизывающих контур, изменяется, в проводнике AB появляется ток того или другого направления.

Такой ток называется наведенным или индукционным, а самое явление носит название электромагнитной индукции. Направление индукционного тока всегда таково, что если число силовых линий основного поля, пронизывающих кон-

тур, увеличивается, то ток появляется такого направления, вследствие которого магнитное силовое поле этого тока, пронизывающее контур, дает линии магнитных сил навстречу линиям сил основного поля, т.е. в нашем замкнутом контуре появляется ток, поле которого как бы препятствует увеличению числа силовых линий, его пронизывающих. Если, наоборот, проводник AB перемещается так, что число силовых линий, пронизывающих его, уменьшается, то появляется индукционный ток, поле которого внутри контура имеет то же направление, что и направление основного поля.

В нашем случае (рис. 88), очевидно, когда проводник AB перемещается справа налево, и число линий сил основного магнитного поля, пронизывающих контур снизу вверх, возрастает, то в контуре ABG появляется ток, дающий пронизывающее его поле сверху вниз. Применяя правило буравчика, мы сделаем заключение, что такой ток для наблюдателя, смотрящего сверху, будет иметь направление по часовой стрелке. При движении проводника AB слева направо и уменьшении числа силовых линий основного поля, пронизывающих контур снизу вверх, индукционный ток будет иметь направление для того же наблюдателя против стрелки часов.

На основании изложенного, можно установить очень удобное правило, определяющее направление наведенного тока в зависимости от направления внешнего магнитного поля и направления перемещения проводника. Это так называемое правило трех пальцев правой руки: если три первых пальца правой руки расположить в виде пространственной прямоугольной системы координат и направить указательный палец по направлению внешнего магнитного поля, а первый палец по направлению перемещения проводника, то третий палец укажет направление возник-

шего индукционного тока. Рассмотрим некоторые частные случаи движения проводника в магнитном поле:

1) Движение замкнутого контура параллельно силовым магнитным линиям поля (рис. 89).

Замкнутый контур AB перемещается в магнитном поле M параллельно направлению поля M ; очевидно, что ни один элемент контура не пересекает силовых магнитных линий, — элементы контура скользят по магнитным сило-

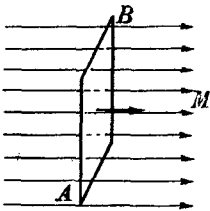


Рис. 89.

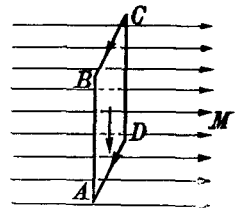


Рис. 90.

вым линиям, и число силовых линий (поток магнитной индукции), пронизывающих наш контур, за все время движения остается неизменным. Никакого тока в нашем контуре не будет наведено.

2) Контур тока $ABCD$ (рис. 90) перемещается параллельно самому себе и перпендикулярно к направлению магнитных силовых линий однородного поля. В отрезках контура AB и CD не возникает самостоятельной электродвижущей силы, так как эти отрезки при движении контура не пересекают силовых линий; отрезки же BC и AD при движении контура сверху вниз пересекают в одинаковой мере и в одинаковом направлении силовые линии поля. Применяя правило трех пальцев правой руки к отр. зам BC и AD , мы увидим, что направление наведенной электродвижущей силы в отрезке BC будет иметь направление от C к B , а направление электровоссудительной силы в отрезке AD будет иметь направление от D к A , т.е. по контуру навстречу электродвижущей силе, возникшей в отрезке BC . Таким образом в контуре $ABCD$ возникнут две взаимно-противоположных электродвижущих силы и никакого тока и в этом случае в контуре не будет.

Очевидно, что при всяком случае движения контура параллельно самому себе в однородном магнитном поле никакого индукционного тока в контуре возникать не будет.

3) Пусть контур $ABCD$ (рис. 91) перемещается из положения $ABCD$ в положение $AB_1C_1D_1$, вращаясь около оси AD , перпендикулярной к полю. Очевидно, что линии сил будут пересекаться стороной контура EC , которая перемещается

сверху вниз. Применяя правило трех пальцев правой руки, мы сделаем заключение, что электродвижущая сила возникнет по направлению от C к B , и индукционный ток для наблюдателя, смотрящего навстречу магнитному полю M , будет иметь направление против стрелки часов.

4) Пусть наш контур перемещается параллельно самому себе в неоднородном поле (рис. 92) при том так, что плоскость контура перпендикулярна к магнитному полю. На чертеже у нас изображено неоднородное магнитное поле M , уходящее за плоскость чертежа, и контур $ABCD$, перемещающийся в плоскости чертежа справа налево. Число силовых линий основного магнитного поля M , пронизывающих наш контур, при этом увеличивается и в контуре появится ток такого направления, который даст магнитные силовые линии навстречу основному магнитному полю, т.е. из-за чертежа к читателю. Применяя правило буравчика, мы сделаем заключение, что такое поле будет создано током, текущим против стрелки часов.

Так как в этом последнем случае линии сил поля пересекаются отрезками контура AB и CD , и притом в одинаковом направлении, так что применяя правило трех пальцев правой руки к этим отрезкам, мы найдем, что электродвижущие силы, возникающие в этих отрезках, имеют одинаковое направление сверху вниз, а ток все же получается притом в отрезке CD по направлению от D к C , то следует

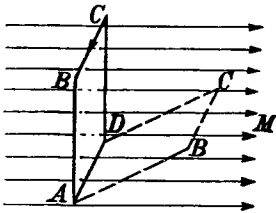


Рис. 91.

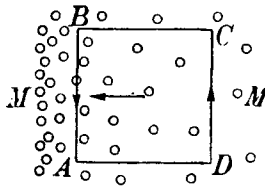


Рис. 92.

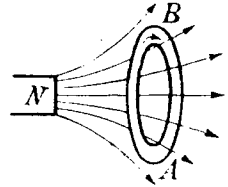


Рис. 93.

сделать заключение, что электродвижущая сила в отрезке BA в нашем случае больше, чем электродвижущая сила, которая получилась бы по направлению от C к D , если бы этот отрезок контура перемещался независимо от остального контура.

Очевидно, что при движении нашего контура отрезок его AB пересекает в единицу времени больше силовых линий, чем отрезок CD , и электродвижущая сила в AB больше, чем в CD ; следовательно, мы можем сделать заключение, что электродвижущая сила наведенного тока пропорциональна числу силовых линий, пересеченных данным проводником в единицу времени. К более строгому доказательству этого положения мы еще вернемся.

В некоторых случаях удобно трактовать правило о направлении наведенного тока в проводнике, движущемся в магнитном поле, следующим образом: предположим, что мы имеем неоднородное магнитное поле северного полюса магнита (рис. 93) и некоторый контур, который перемещается, приближаясь к полюсу N ; очевидно, что поток магнитной индукции, пронизывающий контур, делается все больше и больше и в контуре наводится ток. Контур, в котором течет электрический ток, мы назвали магнитным листком; применяя правило трех пальцев правой руки или другие соображения, мы убедимся, что при приближении нашего контура AB к северному полюсу магнита в нем возникнет наведенный электрический ток, направление которого для наблюдателя, смотрящего навстречу поля, будет по стрелке часов, т.е. северная поверхность магнитного листка будет обращена, при его приближении к магниту, к северному полюсу магнита, а южная — к глазу наблюдателя. При удалении контура от северного конца магнита, напротив, южная поверхность магнитного листка будет обращена к северному полюсу магнита, так как направление наведенного тока изменится. Таким образом, при приближении контура к полюсу магнита, в контуре появляется такого направления наведенный электрический ток, вследствие которого контур отталкивается от полюса, при удалении же контура

от полюса, возникает наведенный ток, который, напротив, притягивается к нашему полюсу, т.е всегда возникает наведенный ток такого направления, что поле наведенного тока мешает тому действию, которое мы производим. Это — своеобразная инерция. Правило направления наведенного тока, изложенное в этой форме, носит название „правила Ленца“

2. Индукция в поле тока.

Явление индукции тока возникает также и в магнитном поле другого тока. Мы возьмем замкнутый контур AB (рис. 94) с током — так называемый первичный контур, в котором имеется источник электрического тока E и ключ k , и другой замкнутый контур, в который включен гальванометр g — так называемый „вторичный контур“.

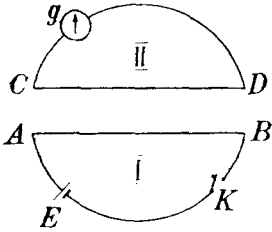


Рис. 94.

Если мы замкнем ключ k , то возникшее магнитное поле этого тока будет пронизывать вторичный контур определенным числом силовых магнитных линий. Если это число силовых линий или поток магнитной индукции будет меняться вследствие той или иной причины, то во вторичном проводнике будет возникать наведенный электрический ток того или другого направления. Изменение потока индукции, пронизывающего вторичный проводник, может происходить 1) при замыкании и размыкании первичной цепи, 2) при приближении и удалении вторичного проводника от первичного и 3) при усилении и ослаблении первичного тока.

Применяя правило трех пальцев правой руки или другое правило, заключающееся в том, что индукционный или наведенный ток возникает такого направления, при котором получается противодействие действию, вызывающему наведенный ток, мы приходим к заключению, что при замыкании первичного тока, приближении вторичного к первичному и при усилении первичного — во вторичном проводнике возникает ток, направление которого в прямолинейной его части CD будет обратное направлению тока в прямолинейной части AB первичного тока; наведенный ток в этом случае называется обратным, напротив, при размыкании первичного тока, удалении вторичного контура от первичного и при ослаблении первичного тока, во вторичной цепи возникнет наведенный ток, который в части CD будет иметь то же направление, как и первичный ток, текущий по AB . Это правило есть тоже выражение правила Ленца относительно направления наведенного тока.

Применяя правило трех пальцев правой руки или другое правило, заключающееся в том, что индукционный или наведенный ток возникает такого направления, при котором получается противодействие действию, вызывающему наведенный ток, мы приходим к заключению, что при замыкании первичного тока, приближении вторичного к первичному и при усилении первичного — во вторичном проводнике возникает ток, направление которого в прямолинейной его части CD будет обратное направлению тока в прямолинейной части AB первичного тока; наведенный ток в этом случае называется обратным, напротив, при размыкании первичного тока, удалении вторичного контура от первичного и при ослаблении первичного тока, во вторичной цепи возникнет наведенный ток, который в части CD будет иметь то же направление, как и первичный ток, текущий по AB . Это правило есть тоже выражение правила Ленца относительно направления наведенного тока.

3. Электродвижущая сила наведенного тока. Вывод Гельмгольца.

До сих пор мы описывали явление индукционного тока, касаясь качественной стороны явления и направления наведенного тока. Теперь мы остановимся на вопросе, каким образом количественно характеризовать наведенный ток. Понятно, что характеризовать его силой трудно, так как сила тока во вторичном проводнике, кроме всего прочего, зависит от сопротивления этого проводника, и если, например, мы сделаем два совершенно одинаковых опыта получения индукционного тока, но один раз контур, в котором наводится ток, будет сделан из толстой медной проволоки, а другой раз из тонкой, то, при всех других равных условиях конструкции и манипуляций, в первом случае индукционный ток будет сильнее, чем во втором. Очевидно, гораздо целесообразнее характеризовать наведенный ток электродвижущей силой, которая получается во вторичном контуре при данном устройстве прибора и при данных манипуляциях. (Напомним, что электродвижущая сила в замкнутом контуре определяется из закона Ома как сила тока, умноженная на полное сопротивление контура $v = i \cdot R$).

Итак, мы постараемся, на основании уже изложенных соображений, определить электродвижущую силу наведенного тока в проводнике, перемещающемся в магнитном поле.

Представим себе расположение, подобное изображенному уже на рис. 87, где мы разбирали вопрос о работе силы, перемещающей проводник с током в магнитном поле.

Пусть опять мы имеем два параллельных провода AB и A_1B_1 , (рис. 95), по которым через подвижную часть цепи CC_1 течет ток от источника, дающего электродвижущую силу E . Пусть перпендикулярно к плоскости чертежа так же, как и в случае рис. 87, мы имеем однородное магнитное поле, направленное за плоскость чертежа. Пусть сила тока, текущего по цепи EB_1C_1CBE , имеет постоянную силу J . Подвижная часть нашей цепи, как известно, будет перемещаться в магнитном поле под действием силы F . Предположим, что сопротивление нашей цепи R , и оно не меняется за время t , в течение которого течет ток J и перемещается проводник CC_1 .

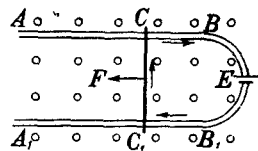


Рис. 95.

Вспомним, что при прохождении тока по цепи проводники нагреваются, и по закону Джоуля количество энергии, превратившееся в тепло, равно $J^2 \cdot R \cdot t$. Но в нашем случае энергия, заимствованная от источника электрического тока E и имеющая значение $E \cdot J \cdot t$, не вся превратилась в джоулево тепло, так как часть заимствованной энергии пошла на перемещение подвижной части нашей цепи; как мы знаем, это количество энергии или работа, совершенная силой F , равняется: $W = J \cdot N$, где N — число магнитных силовых линий, пересеченных проводником за время t . Таким образом, энергия, заимствованная от источника электрического тока и равная $E \cdot J \cdot t$, пошла на образование джоулева тепла в количестве $J^2 R t$, и на движение проводника CC_1 — в количестве $J \cdot N$; поэтому: $E \cdot J \cdot t = J^2 \cdot R \cdot t + J \cdot N$, откуда:

$$J = \frac{E - \frac{N}{t}}{R}.$$

Для силы тока J , текущей в нашей цепи при данных условиях, мы получили выражение, аналогичное формуле закона Ома: в знаменателе мы имеем сопротивление, а в числителе электродвижущую силу, которая складывается из электродвижущей силы источника E и другой электродвижущей силы $-\frac{N}{t}$, которая возникает при движении проводника CC_1 в магнитном поле, навстречу электродвижущей силе E : это и есть электродвижущая сила наведенного тока; она, как мы видим, выражается числом силовых линий, пересеченных проводником в единицу времени.

При условии постоянства силы тока J , однородности магнитного поля и при равномерном движении проводника, электродвижущая сила наведенного тока будет постоянна, ибо в каждую следующую единицу времени проводник будет пересекать одинаковое количество силовых линий; если же указанные условия соблюдены не будут, то мы будем иметь среднее значение электродвижущей силы за промежуток времени t . Если же мы хотим определить электродвижущую силу наведенного тока в данный момент времени, то мы должны рассматривать явление в малый промежуток времени Δt и затем перейти к пределу, когда $\Delta t = 0$. Таким образом, мы получим:

$$v = - \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta t} = - \frac{dN}{dt}$$

или электродвижущая сила наведенного тока выражается первой производной от выражения потока магнитных силовых линий, пронизывающих контур тока, по времени.

Приведенный вывод выражения электродвижущей силы наведенного тока принадлежит Гельмгольцу и носит его имя. В этом выводе принимается, что переме-

шение проводника, в котором наводится электродвижущая сила, совершается за счет энергии источника электрического тока E , но мы видим, что электродвижущая сила наведенного тока ($-\frac{dN}{dt}$) зависит исключительно от числа силовых линий магнитного поля, пересекаемых в единицу времени проводником; следовательно, электродвижущая сила наведенного тока зависит от густоты силовых линий поля или магнитной индукции, от скорости и направления движения проводника и от длины и формы проводника, но от источника E электродвижущая сила наведенного тока совершенно не зависит. Следовательно, нашей батареи может и не быть; мы можем наш опыт представить без источника E (рис. 96) и будем извне приложенной силой F перемещать проводник в ту или другую сторону. Работа, совершенная этой внешней силой, и превратится в энергию наведенного электрического тока; направление его определится на основании правила трех пальцев правой руки, а электродвижущая сила, как и в предыдущем случае, будет: $v = -\frac{dN}{dt}$.

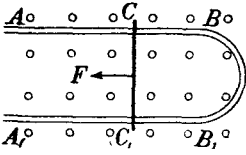


Рис. 96.

Рис. 96. (рис. 96) и будем извне приложенной силой F перемещать проводник в ту или другую сторону. Работа, совершенная этой внешней силой, и превратится в энергию наведенного электрического тока; направление его определится на основании правила трех пальцев правой руки, а электродвижущая сила, как и в предыдущем случае, будет: $v = -\frac{dN}{dt}$.

4. Коэффициент взаимной индукции.

Нам известно, что если в первичном проводнике (рис. 97) изменяется сила тока J , то во вторичном проводнике наводится ток, так как изменяется величина потока индукции, пронизывающего вторичный контур: силовые линии, выходя из первичного контура, пересекают вторичный проводник. Так как напряжение магнитного поля электрического тока изменяется пропорционально силе тока, то и число силовых линий, пронизывающих вторичный контур, изменяется пропорционально силе первичного тока, а если так, то и электродвижущая сила наведенного тока изменяется пропорционально изменению силы первичного тока, т.е.

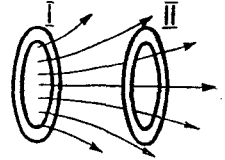


Рис. 97.

$$v = -L \frac{dJ}{dt},$$

где L есть коэффициент, носящий название коэффициента взаимной индукции. Знак минус показывает, что, когда J увеличивается и $\frac{dJ}{dt}$ — положительно, то v имеет отрицательное значение, т.е. направлено навстречу наводящему току, а когда J уменьшается и $\frac{dJ}{dt}$ отрицательно, то v направлено в ту же сторону, в какую течет наводящий ток.

Если мы предположим, что сила наводящего тока изменяется на один ампер в секунду, то $\frac{dJ}{dt} = 1$, и величина электродвижущей силы наведенного тока будет численно равна коэффициенту взаимной индукции L ; т.е. физический смысл коэффициента взаимной индукции таков: коэффициент взаимной индукции численно измеряется электродвижущей силой тока, наведенного во вторичном контуре, при условии, что сила тока в первичном контуре изменяется на одну единицу силы тока в одну секунду.

За единицу взаимной индукции принимается такая взаимная индукция, при которой во вторичном контуре наводится электродвижущая сила в один вольт при изменении силы тока в первичном контуре на один ампер в секунду. Эта практическая единица взаимной индукции называется „генри“.

Очевидно, что величина коэффициента взаимной индукции зависит исключительно от длины, формы, расстояния и взаимного расположения первичного и вторичного проводников.

5. Самоиндукция.

Если мы имеем единственный проводник и сила тока в нем изменяется вследствие каких-либо внешних причин, то в нем самом наводится электродвижущая сила по тем же законам, по которым наводится электродвижущая сила во вторичном проводнике, т.е. когда сила тока J возрастает, то возникает в проводнике добавочная электродвижущая сила навстречу текущему току; когда же сила J убывает, то в проводнике возникает добавочная электродвижущая сила, направленная по направлению тока. Эта электродвижущая сила самоиндукции, так же как и электродвижущая сила при взаимной индукции, пропорциональна скорости изменения силы тока, т.е. $\epsilon = -L \frac{dJ}{dt}$; в этом случае L называется коэффициентом самоиндукции.

Физический смысл его тот же, что и коэффициента взаимной индукции. Коэффициент самоиндукции будет тем больше, чем больше получается магнитная индукция магнитного поля при данной силе тока. Так, если мы возьмем прямолинейный проводник, он будет обладать некоторым значением коэффициента самоиндукции, но значение это будет мало; если же тот же проводник свить в спираль, то коэффициент самоиндукции значительно возрастет; он станет еще гораздо больше, если мы в спираль вложим железный стержень. Очевидно, что электродвижущая сила самоиндукции возникает не только при усилении и ослаблении тока, но также и при замыкании и размыкании цепи, ибо при замыкании ток в цепи усиливается от нуля до некоторого значения, и при размыкании ток ослабевает от некоторого значения до нуля. Если мы графически изобразим процесс замыкания и размыкания цепи, откладывая по оси абсцисс время, а по оси ординат силу тока, то получим следующую картину (рис. 98): в начальный момент мы замыкаем ток, но сила его не делается сразу предельной, определяемой по закону Ома из электродвижущей силы батареи и сопротивления, а, вследствие явления встречной электродвижущей силы самоиндукции, ток будет нарастать только постепенно и через некоторое время, которое зависит от величины коэффициента самоиндукции, достигнет своего предельного значения.

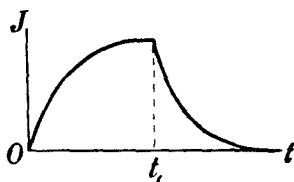


Рис. 98.

При размыкании цепи в момент t_1 ток опять не исчезнет сразу, а некоторое время и в разомкнутой цепи будет еще продолжаться перемещение электричества под действием электродвижущей силы самоиндукции, пока, наконец, не выравняется потенциал по всей разомкнутой цепи.

Кривая нарастания силы тока на рис. 98 будет тем отложе, чем больше будет самоиндукция цепи; то же относится и к размыканию.

Мы не могли бы ожидать, что при замыкании ток возник бы сразу, приняв свое предельное значение, как и не могли бы ожидать, что он исчезнет сразу при размыкании, — с точки зрения закона сохранения энергии. В самом деле, если бы не требовалось времени на процесс нарастания и исчезновения тока в цепи, это значило бы, что ток изменяется от нуля до предельного значения и обратно бесконечно быстро, а такое изменение силы тока вызвало бы бесконечно большую электродвижущую силу самоиндукции, что, очевидно, невозможно.

Можно легко продемонстрировать влияние самоиндукции следующим образом: если в цепь постоянного тока включить спираль из большого числа оборотов проволоки с железным сердечником или так называемый дроссель, обладающий весьма большим коэффициентом самоиндукции, и последовательно с дросселем — лампу накаливания (рис. 99), то при замыкании цепи лампа раскаливается до нормального свечения тем медленнее, чем больше коэффициент самоиндукции нашего дросселя.

Электродвижущую силу при размыкании цепи можно обнаружить таким образом: в цепь батареи постоянного тока E включается дроссель AB (рис. 100). в точках A и B цепи $EABKE$ делаем ответвление, в которое включается галь-

ванометр G . Пусть ток от батареи E течет, как это указано стрелками на рис. 100. Стрелка гальванометра G при этом отклоняется вправо, но мы возвращаем ее к нулевому положению и при помощи задержки (арретира) укрепляем ее так, что она может отклоняться только влево, под действием тока, текущего в обратном направлении. Теперь размыкаем цепь при помощи ключа K (рис. 101); в дросселе AB

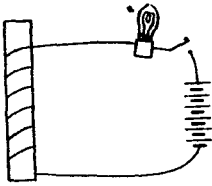


Рис. 99.

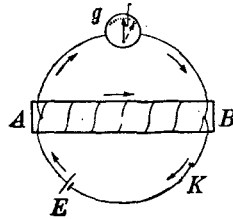


Рис. 100.

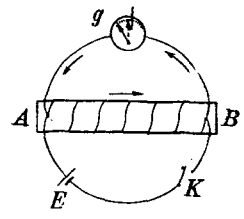


Рис. 101.

возникает при размыкании значительная электродвижущая сила, по направлению совпадающая с начальным током, т.е. от A к B , но в ветви BGA эта электродвижущая сила дает ток, обратный первоначальному, и стрелка гальванометра качнется влево. Это—наиболее простая и убедительная демонстрация самоиндукционного тока размыкания.

6. Токи Фуко.

Возникновение наведенного тока наблюдается не только в проволочном контуре при условиях, выясненных в предыдущих главах, но также всякий раз в теле проводника, когда оно пронизано магнитными линиями, и эти магнитные силовые линии

перемещаются относительно тела проводника. В этом случае такие наведенные токи носят название токов Фуко. Всего проще это можно видеть на опыте Араго. Если взять медный диск AB (рис. 102), легко вращающийся на вертикальной оси I , и быстро вращать помещенный над ним подковообразный магнит, то в диске возникают наведенные токи, при чем направление их таково, что они препятствуют изменению внешнего поля (правило Ленца), и, так как диск подвижен, он начинает вращаться в сторону вращения магнита. Обратное, если вращать медный диск AB (рис. 103) и поместить над ним магнитную стрелку на острие, то токи Фуко увлекут за собой магнитную стрелку, и она также придет во вращение.

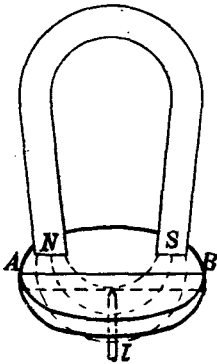


Рис. 102.

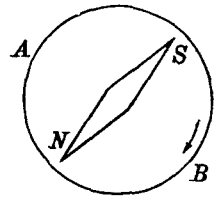


Рис. 103.

Заметим, что энергия токов Фуко превращается по закону Джоуля в тепло, и эта часть энергии для нас тратится бесполезно; поэтому токи Фуко часто называют паразитными. Их называют также экстра-токами.

Если появление токов Фуко для нас невыгодно, то тело, в котором они появляются, строят из слоев, перпендикулярных к направлению ожидаемых токов Фуко, и перекладывают эти слои изолирующим веществом. Так якоря динамомашии делают из железных пластин, переложенных изолятором. Практически в качестве изолятора в этом случае оказывается достаточным тот окисл, который покрывает поверхность железа.

В других случаях мы используем явление паразитных токов. Так в моторах трехфазного тока паразитные токи решают вопрос о превращении энергии переменного тока в энергию движения.

ГЛАВА VII.

Переменный ток.

1. Получение переменного тока.

Превращение механической энергии в энергию переменного электрического тока, который в настоящее время играет в электротехнике такую, исключительной важности, роль, совершается на принципе индукции тока в контуре, перемещающемся в магнитном поле.

Представим себе контур $ABCD$ (рис. 104), равномерно вращающийся в однородном магнитном поле M . Пусть в данный момент направление нормали к поверхности контура n совпадает с направлением магнитного поля M . Если $B = \mu M$ — магнитная индукция нашего магнитного поля и s — величина площади контура $ABCD$, то число силовых линий N_{\max} , или поток индукции, пронизывающий наш контур при данном его положении, будет:

$$N_{\max} = \mu \cdot M \cdot s = B \cdot s.$$

Пусть наш контур повернулся около оси OO , лежащей в его плоскости, на угол α (рис. 105). Теперь угол нормали с направлением магнитного поля $\angle nOM = \alpha$. Из геометрических соображений легко установить, что при новом положении нашего контура поток магнитной индукции, который его пронизывает, будет:

$$N = N_{\max} \cdot \cos \alpha.$$

Следовательно, величина потока магнитной индукции, пронизывающая вращающийся контур, будет, вообще, изменяться пропорционально изменению \cos угла, составленного нормалью к плоскости контура и направлением магнитного поля.

В первой части нашего курса мы видели, что при равномерном вращении некоторого вектора, в данном случае нашего вектора n , если угол α пройден в t секунд, а период обращения равен T секундам, то:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{t}{T} \quad \text{или} \quad \alpha = \frac{2\pi t}{T}.$$

Очевидно, что $\frac{2\pi}{T}$ есть угловая скорость вращения вектора.

Подставляя это значение α в выражение потока индукции N , мы найдем:

$$N = N_{\max} \cdot \cos \frac{2\pi t}{T} = \mu \cdot M \cdot s \cdot \cos \frac{2\pi t}{T}.$$

В последнем выражении переменным является только t : следовательно, мы выразили величину потока магнитной индукции, пронизывающей наш контур, в функции времени.

В предыдущей главе об индукции тока мы показали, что электродвижущая сила наведенного тока $v = -\frac{dN}{dt}$; таким образом, электродвижущая сила в нашем вращающемся контуре будет:

$$v = -\frac{dN}{dt} = \mu \cdot M \cdot s \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

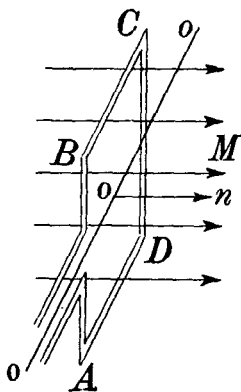


Рис. 104.

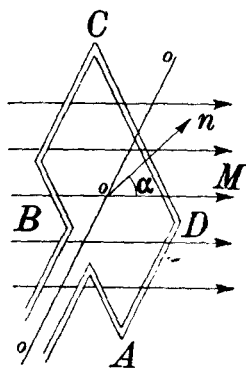


Рис. 105.

Обозначая угловую скорость вращения нашего контура $\frac{2\pi}{T}$ через a , мы напишем:

$$v = N_{\max} \cdot a \cdot \sin at \quad \text{или} \quad v = v_{\max} \cdot \sin at.$$

Очевидно, что $v = v_{\max}$ при $a = at = \frac{\pi}{2}$ или $a = \frac{3\pi}{2}$, т. е., когда плоскость контура совпадает с направлением магнитного поля, и поток индукции, ее пронизывающий, равен нулю (рис. 106).

Итак, в равномерно вращающемся в магнитном поле контуре наводится электродвижущая сила, которая изменяется по закону гармонического колебания.

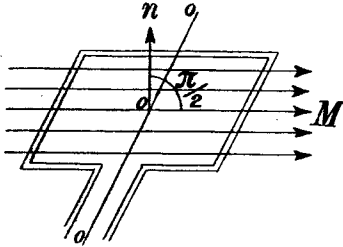


Рис. 106.

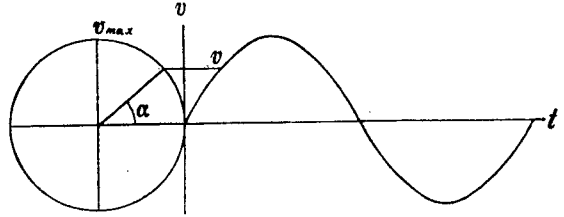


Рис. 107.

Если мы графически изобразим изменение электродвижущей силы во вращающемся контуре, откладывая по оси абсцисс время t , а по оси ординат—переменную электродвижущую силу, то получим, очевидно, синусоиду (рис. 107). Вспомогательная окружность этой синусоиды проведена радиусом v_{\max} , каковая величина является амплитудой нашего колебания.

Так как $v_{\max} = N_{\max} \cdot a = \mu \cdot M \cdot s \cdot a$, то амплитуда колебания электродвижущей силы в нашем контуре будет тем больше, чем больше магнитная индукция поля, чем больше площадь контура и чем быстрее вращается контур. Чтобы увеличить еще больше значение амплитуды электродвижущей силы, обычно на практике контур делают не одиночный, а свивают моток проволоки или, так сказать, соединяют последовательно несколько контуров, и тогда электродвижущая сила на концах контура делается в соответствующее число раз больше.

Если с концами вращающегося контура соединить при помощи особого приспособления концы внешней цепи, то в ней возникнет переменный ток, период которого будет равен периоду обращения контура T .

2. Цепь с сопротивлением.

Если в цепи электродвижущая сила меняется по гармоническому закону, то, вообще говоря, по такому же закону изменяется в цепи и сила тока. Пусть по некоторой цепи с омическим сопротивлением R (рис. 108) протекает переменный синусоидальный ток:

$$J = J_{\max} \cdot \sin at.$$

Падение потенциала на участке AB или электродвижущая сила, существующая между этими точками, выразится для всякого момента произведением силы тока на сопротивление:

$$v_1 = J \cdot R = J_{\max} \cdot R \cdot \sin at = v_{\max} \cdot \sin at,$$

откуда

$$J_{\max} = \frac{v_{\max}}{R}.$$

Очевидно, что в этом случае фаза колебания силы тока совпадает с фазой колебания электродвижущей силы в цепи (рис. 109), так как мы предполагаем полное отсутствие добавочной электродвижущей силы самоиндукции.

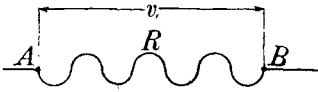


Рис. 108.

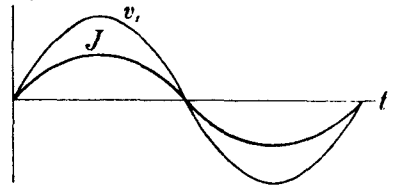


Рис. 109.

На самом деле не существует такой цепи, в которой совсем отсутствует самоиндукция. Прямолинейный проводник также обладает некоторой самоиндукцией, и мы в нашем случае полагаем, что самоиндукция очень мала.

3. Цепь с самоиндукцией.

В предыдущем случае мы полагали, что сопротивление имеется чисто омическое. Теперь предположим, что в нашей цепи переменного тока имеется спираль с значительной величиной самоиндукции, но омическое сопротивление цепи бесконечно мало (рис. 110).

Самоиндукция, давая обратную электродвижущую силу, будет уменьшать амплитуду синусоидального тока и кроме того, как мы увидим, будет влиять на фазу тока.

Пусть значение коэффициента самоиндукции этой спирали будет L . Тогда при изменении силы тока J со скоростью $\frac{dJ}{dt}$, как известно, возникает электродвижущая сила самоиндукции: $v = -L \cdot \frac{dJ}{dt}$.

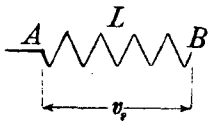


Рис. 110.

Пусть по цепи течет переменный синусоидальный ток:

$$J = J_{\max} \cdot \sin at.$$

Электродвижущая сила возникающей самоиндукции будет:

$$v = -L \cdot J_{\max} \cdot a \cdot \cos at.$$

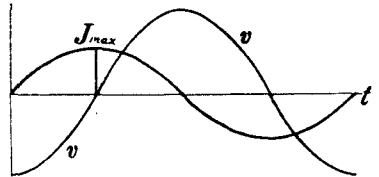


Рис. 111.

Если мы на диаграмме изобразим изменение силы тока J и изменение значения электродвижущей силы самоиндукции, то, очевидно, получим график, из которого видно, что синусоида индуцированной электродвижущей силы отстает от синусоиды тока на четверть периода или, что то же самое, фаза синусоиды электродвижущей силы запаздывает на $\frac{\pi}{2}$ (рис. 111). Очевидно, что внешняя электродвижущая сила должна во всякий момент компенсировать эту наведенную электродвижущую силу самоиндукции, иначе ток, текущий по проводнику, не будет течь по указанному закону. Следовательно, внешняя электродвижущая сила между точками A и B нашей цепи во всякий момент равна и противоположна электродвижущей силе самоиндукции, и падение внешней электродвижущей силы на участке AB выразится:

$$v_2 = L \cdot \frac{dJ}{dt}.$$

Графически изменение внешней электродвижущей силы v_2 , силы тока J и наведенной электродвижущей силы v представится графиком (рис. 112). Мы видим,

что фаза тока в этом случае отстает от фазы внешней электродвижущей силы на 90° .

Внешняя электродвижущая сила v_2 выразится:

$$v_2 = L \cdot J_{\max} \cdot a \cdot \cos at = v_{\max} \cdot \cos at,$$

откуда

$$J_{\max} = \frac{v_{\max}}{L \cdot a}.$$

Мы получили формулу, аналогичную формуле Ома, в которой роль сопротивления играет величина $L \cdot a = \frac{2\pi L}{T}$, это так называемое кажущееся сопротивление самоиндукции. Заметим, однако, что это соотношение связывает только максимальные величины переменной электродвижущей силы и переменной силы тока или их амплитуды.

Таким образом, кажущееся сопротивление самоиндукции прямо пропорционально коэффициенту самоиндукции L и обратно пропорционально периоду переменного тока T . Понятно, что для $T = \infty$, т.е. для постоянного тока, кажущееся сопротивление равно нулю.

Для большей наглядности соотношения фаз электродвижущей силы и силы тока в нашем случае можно выражение силы тока представить в виде:

$$J = J_{\max} \cdot \sin at \quad J_{\max} \cdot \cos (at - 90^\circ),$$

тогда как:

$$v = v_{\max} \cdot \cos at,$$

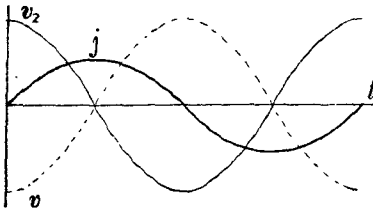


Рис. 112.

т.е. фаза синусоидального тока при данных условиях в каждый момент меньше фазы вызывающей его электродвижущей силы на 90° .

4. Конденсатор в цепи переменного тока.

Если в цепь постоянного тока в последовательном соединении ввести конденсатор, то, конечно, никакого тока в цепи не будет, так как постоянный ток может течь только в замкнутой цепи. Иное будет, если мы включим конденсатор в цепь переменного тока.

Предположим, что в цепь переменного тока введен конденсатор, емкость которого обозначим C (рис. 113). При возникновении внешней электродвижущей силы в цепи, к пластинке kk_1 конденсатора в течение первой четверти периода будут притекать массы положительного электричества, и потенциал ее будет повышаться; в это время пластинка ll_1 будет заряжаться отрицательно, а положительные заряды, отталкиваясь от положительно заряженной пластинки, потекут к B и дальше по цепи; когда пластинка kk_1 зарядится до высшего потенциала, то ток прекратится и затем потечет обратно, при чем потенциал пластинки kk_1 будет уменьшаться, достигнет равенства с потенциалом пластинки ll_1 и затем будет приобретать возрастающий отрицательный заряд, что вызовет перемещение к этой пластинке положительных зарядов, а отрицательные заряды потекут по направлению к B и дальше по цепи.

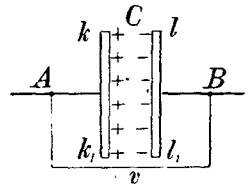


Рис. 113.

Таким образом, во всей цепи возникнет ток переменного направления, при чем фаза электродвижущей силы в конденсаторе v_3 будет отличаться от фазы колебания силы тока. Мы уже заметили, что сначала потенциал пластинки kk_1 возрастает до максимума и в этот момент ток, который имел то же направление, какое имела

электродвижущая сила, начинает течь в обратном направлении, а потенциал пластинки kk_1 начинает уменьшаться. Легко сообразить, что теперь (рис. 114) фаза колебания электродвижущей силы отстает от фазы колебания тока на 90° .

Допустим, что внешняя электродвижущая сила изменяет количество электричества на пластинке нашего конденсатора по закону:

$$e = e_{\max} \cdot \cos at.$$

Так как сила тока $J = \frac{de}{dt}$, то в нашей цепи сила тока будет:

$$J = \frac{de}{dt} = -e_{\max} \cdot a \cdot \sin at = J_{\max} \cdot \sin at,$$

где $J_{\max} = -e_{\max} \cdot a$ есть максимальное значение силы тока.

Разность потенциалов пластинок нашего конденсатора определяется из известного соотношения:

$$v_3 = \frac{e}{C} \text{ или, заменяя } e \text{ его значением: } v_3 = \frac{e_{\max}}{C},$$

а так как

$$e_{\max} = -\frac{J_{\max}}{a}, \text{ то: } v_3 = -\frac{J_{\max}}{a \cdot C} \cdot \cos = -v_{\max} \cdot \cos at,$$

откуда:

$$J_{\max} = \frac{v_{\max}}{a \cdot C}.$$

Эта формула также представляет собой зависимость между силой тока и электродвижущей силой, т.е. является формулой, аналогичной формуле Ома. Роль сопротивления здесь играет величина: $\frac{1}{aC} = \frac{T}{2\pi C}$, т.е. сопротивление конденсатора переменному току прямо пропорционально периоду тока и обратно пропорционально емкости конденсатора.

Очевидно, конденсатор с бесконечно большой емкостью не оказывает никакого сопротивления переменному току. С другой стороны, чем меньше период колебания тока, тем меньше данный конденсатор оказывает сопротивления.

5. Сложная цепь переменного тока.

Цепь переменного тока, в которую последовательно включено омическое сопротивление, самоиндукция и емкость, представляет весьма значительные особенности, прежде всего по отношению к амплитуде силы тока и общему сопротивлению цепи, а затем и по отношению к разности фаз φ электродвижущей силы и силы тока. Обозначим для общего случая:

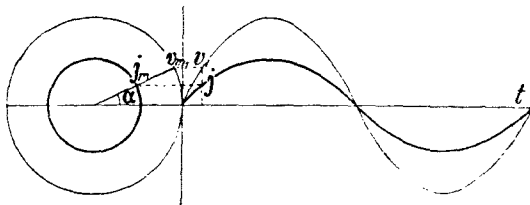


Рис. 115.

$J = J_{\max} \cdot \sin(at - \varphi)$, где φ есть разность фазы тока и электродвижущей силы.

При разборе отдельно — влияния омического сопротивления, самоиндукции и емкости, мы видели, что в первом случае фаза электродвижущей силы и фаза тока совпадают. Если мы будем изображать графически силу переменного тока и электро-

движущую силу, то вспомогательный вращающийся вектор, проекцией которого на вертикальную ось определяется сила тока в данный момент, все время будет совпадать по направлению (рис. 115) с вращающимся вектором электродвижущей силы.

Далее при исследовании влияния самоиндукции, введенной в цепь переменного тока, мы заметили, что фаза тока отстает на $\frac{\pi}{2}$ от фазы электродвижущей силы.

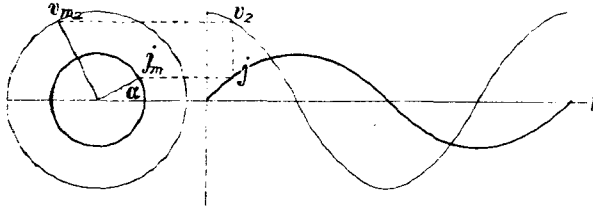


Рис. 116.

Графически это изображится следующим образом (рис. 116).

Наконец, при исследовании случая конденсатора в цепи переменного тока мы показали, что фаза электродвижущей силы отстает от фазы тока на $\frac{\pi}{2}$. Графически это представлено на рис. 117.

Если все три агента, т.е. омическое сопротивление, самоиндукция и емкость, будут действовать одновременно, и сила переменного тока в данный момент будет представлена проекцией вектора J_m на вертикальную ось (рис. 118), то электродвижущая сила будет выражаться суммой проекций $v_{m.1}$, $v_{m.2}$ и $v_{m.3}$ или проекцией геометрической суммы $v_{m.0}$ на ту же вертикальную ось. Выразим $v_{m.1}$, $v_{m.2}$ и $v_{m.3}$ через максимальную силу тока и соответствующие сопротивления:

$$v_{m.1} = J_m \cdot R; \quad v_{m.2} = J_m \cdot aL; \quad v_{m.3} = J_m \cdot \frac{1}{aC}.$$

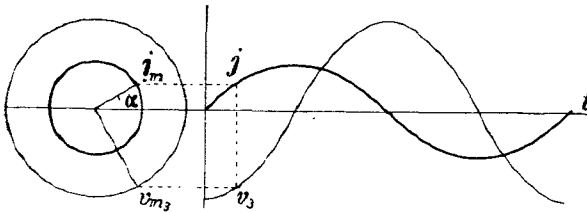


Рис. 117.

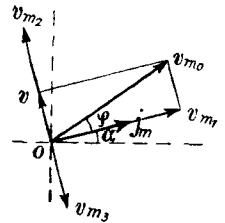


Рис. 118.

Из рис. 118 видно, что:

$$\begin{aligned} v_{m.0} &= \sqrt{v_{m.1}^2 + (v_{m.2} - v_{m.3})^2} = \sqrt{J_m^2 \cdot R^2 + \left(J_m \cdot aL - J_m \cdot \frac{1}{aC} \right)^2} = \\ &= J_m \cdot \sqrt{R^2 + \left(aL - \frac{1}{aC} \right)^2}, \end{aligned}$$

откуда:

$$J_m = \frac{v_{m.0}}{\sqrt{R^2 + \left(aL - \frac{1}{aC} \right)^2}}.$$

Таким образом, для нашего общего случая мы опять получили соотношение, аналогичное закону Ома, в котором общее сопротивление выражается формулой:

$$R_0 = \sqrt{R^2 + \left(aL - \frac{1}{aC} \right)^2}.$$

Из рис. 118 видно также, что угол φ , который представляет собою разность фаз колебания силы тока и электродвижущей силы в цепи переменного тока, определяется из треугольника $O v_{m.1} v_{m.0}$:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{aL - \frac{1}{aC}}{R}$$

φ называется смещением фазы тока относительно фазы электродвижущей силы. Очевидно, что это смещение или запаздывание будет иметь значение $\frac{\pi}{2}$ только в пределе, когда $R = 0$, т. е. когда отсутствует омическое сопротивление. Во всех реальных случаях $\varphi < \frac{\pi}{2}$.

6. Параллельное включение емкости и самоиндукции.

Представим себе, что емкость C включена в цепь переменного тока параллельно самоиндукции L (рис. 119). При возникновении переменного тока в цепи электричество будет перемещаться и по ветви с емкостью и по ветви с самоиндукцией: электродвижущая сила, вызывающая то и другое явления, в каждый момент одна и та же — это разность потенциалов и электродвижущая сила v между точками цепи A и B . Из предыдущего известно, что фаза переменного тока в цепи с самоиндукцией отстает на 90° от фазы переменной электродвижущей силы; напротив, в цепи с емкостью фаза переменного тока опережает на 90° фазу электродвижущей силы. Таким образом, в ветвях C и L нашей цепи токи текут навстречу друг другу, и ток в главной цепи складывается из токов противоположного направления или противоположных знаков.

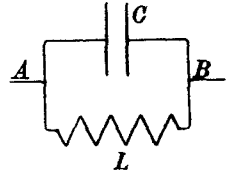


Рис. 119.

Если мы обозначим через J_m максимальный ток в главной цепи и через $J_{m.2}$ и $J_{m.3}$ — токи в ветвях с самоиндукцией и емкостью, то ток J_m во внешней цепи будет слабее, чем в ответвлении, и так как

$$J_{m.2} = \frac{v_m}{aL} \quad \text{и} \quad J_{m.3} = \frac{v_m}{\frac{1}{aC}}, \quad \text{то:} \quad J_m = J_{m.2} - J_{m.3} = v_m \left(\frac{1}{aL} - aC \right).$$

7. Резонанс в цепи переменного тока.

Из общей формулы, выражающей максимальное значение силы тока в цепи переменного тока, мы видим, что J_m при данном значении максимальной электродвижущей силы является функцией от a , т. е., другими словами, так как $a = \frac{2\pi}{T}$, максимальное значение силы переменного тока при данных значениях R , L и C является функцией периода колебания тока T .

Если мы по оси ординат будем откладывать $\frac{J_m}{v_{m.0}}$, а по оси абсцисс периоды T от нуля до бесконечности, то соотношение $J_m = \frac{v_{m.0}}{\sqrt{R^2 + \left(aL - \frac{1}{aC}\right)^2}}$ даст нам кривую, изображенную на рис. 120.

Из формулы видно, что максимальное значение $\frac{J_m}{v_{m.0}}$ приобретает при данном значении R , когда $aL = \frac{1}{aC}$, откуда: $aL = \frac{1}{aC}$ или $\frac{2\pi}{T} \cdot L = \frac{1}{\frac{2\pi}{T} \cdot C}$; решая

это уравнение, находим: $T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$, т.е. когда период переменного тока удовлетворяет последнему условию, то при данной максимальной электродвижущей силе амплитуда силы переменного тока будет наибольшей. Очевидно, что максимальная амплитуда будет тем больше, чем меньше значение омического сопротивления R . На рис. 120 изображены три кривые для различных омических сопротивлений ($R_1 = 10$; $R_2 = 50$ и $R_3 = 100$) той же самой цепи.

Для значения $T = \infty$, т.е. для постоянного тока, значение J_m обращается в нуль; это и понятно, так как через конденсатор постоянный ток не проходит. Для значения $T = 0$, т.е. при бесконечно частых колебаниях, значение J_m опять обращается в нуль; физически это объясняется тем, что колебания с таким периодом не могут проходить через самоиндукцию.

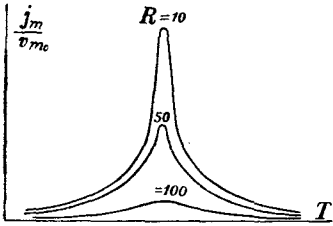


Рис. 120.

Описанное явление вполне аналогично явлению резонанса, где периодическая сила малой амплитуды вызывает при известных условиях (в случае резонанса) колебание с очень большой амплитудой.

Если мы возьмем маятник и будем действовать на него периодической силой, раскачивая его, то наибольшую амплитуду маятник будет иметь тогда, когда период действующей силы совпадает с периодом собственных колебаний маятника. Если мы

по оси абсцисс будем откладывать периоды, а по оси ординат соответствующие амплитуды маятника, то получим такие же кривые, какие изображены на рис. 120. Высота подъема кривой в этом случае будет зависеть от трения, которое имеет место при движении маятника. Чем меньше будет трение, тем выше будет кривая.

Очевидно, в явлении электрическом роль трения играет омическое сопротивление.

Кривые, изображенные на рис. 120, носят название кривых резонанса.

Если мы возвратимся к расположению, изображенному на рис. 119, т.е. включим в цепь переменного тока емкость C и самоиндукцию L и подберем условия, удовлетворяющие резонансу в контуре $ACBLA$, т.е. подберем такой период колебания, для которого при данных L и C мы будем иметь равенство:

$$aL = \frac{1}{aC} \text{ или } \frac{1}{aL} = aC,$$

то из уравнения:

$$J = J_{m.2} - J_{m.3} = v_m \left(\frac{1}{aL} - aC \right)$$

мы найдем, что:

$$J = J_{m.2} - J_{m.3} = 0,$$

т.е. при максимальных значениях сил токов в ветвях с емкостью и самоиндукцией, сила тока, текущего по внешней цепи, равна нулю. Если при этих условиях мы выключим внешнюю электродвижущую силу, то переменный ток в контуре $ACBLA$ не прекратится, и массы электричества будут перемещаться с соответствующим периодом от одной обкладки конденсатора к другой и обратно. Явление, которое таким образом возникает в контуре, называется электромагнитным колебанием,

а период, который определяется из равенства $aL = \frac{1}{aC}$ и равен $T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$, называется собственным периодом электромагнитных колебаний данного контура. Колебание в контуре будет происходить без затухания, т.е. с постоянной амплитудой, если предположить, что омическое сопротивление контура равно нулю. На самом деле колебание всегда будет более или менее затухающим, и энергия электрического колебания или, что то же самое, переменного тока в контуре мало-по-малу превратится в джаулево тепло.

8. Трансформация переменного тока.

Переменный ток в некоторых случаях представляет громадные преимущества по сравнению с постоянным током. Главное преимущество переменного тока заключается в том, что максимальную амплитуду его электродвижущей силы можно легко изменять без затраты механической энергии и с очень малой потерей мощности тока. Такое изменение электродвижущей силы называется трансформацией тока.

При передаче тока на большие расстояния, провода, благодаря большому своему протяжению, имеют значительное сопротивление и при прохождении по ним тока нагреваются, при чем количество энергии, затраченной на нагревание проводников, пропорциональное квадрату силы тока, при значительной силе тока может быть очень велико. Эта энергия для потребителя тока пропадает даром, и коэффициент полезного действия всей системы может оказаться очень незначительным.

Мы поступим гораздо экономнее, если ту же мощность тока подадим потребителю по тем же проводам, но уменьшив силу тока в n раз и во столько же раз увеличив электродвижущую силу или напряжение тока. Работоспособность нашего тока остается та же самая, но количество энергии, израсходованной на нагревание подводящих проводов, уменьшилось в n^2 раз, так как сила тока уменьшена в n раз, а омическое сопротивление проводников мы оставим то же самое. Таким образом, ток, обладающий громадной работоспособностью (мощностью), можно подводить по сравнительно тонким проводам.

Ток высокого напряжения (10 000 вольт и более), однако, вводить в помещение и пользоваться им неудобно и опасно, так как при таком напряжении может возникнуть разряд в виде искры; или ток, пройдя через тело человека, несмотря на значительное сопротивление тела, будет иметь все таки значительную силу и может даже убить человека; поэтому переменный ток высокого напряжения, поданный со станции, надо трансформировать в ток более низкого напряжения, но большей силы.

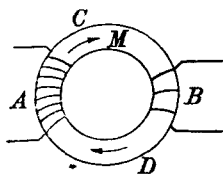


Рис. 121.

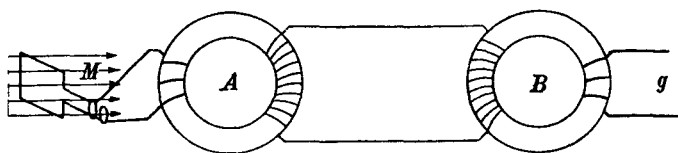


Рис. 122.

Для этого мы поступаем следующим образом: переменный ток от источника высокого напряжения мы пропускаем по спирали A , обвивающей несколько раз железный сердечник $ACBD$ (рис. 121). С другой стороны, мы навиваем спираль B на тот же кольцевой железный сердечник и концы ее идут к потребителю тока.

При возникновении переменного тока в спирали A , в сердечнике возникает переменное магнитное поле, линии сил которого пронизывают спираль B , в которой и наводится соответствующий переменный ток. Чем больше будет иметь витков спираль B , тем выше будет электродвижущая сила переменного тока, направленного к потребителю.

Легко видеть, что трансформатор может служить и для повышения и для понижения электродвижущей силы переменного тока.

Строить машины переменного тока, которые сразу дают очень высокое напряжение, оказывается неудобным, так как обмотки машины могут быть пробиты искрой и при уходе за такой машиной возникает значительная опасность. Поэтому машину M (рис. 122) строят так, что она дает сравнительно небольшую электродвижущую силу, затем трансформируют ток, превращая его при помощи трансформатора A в ток высокого напряжения; этот ток подводят к месту потребления и вновь транс-

формируют в ток более низкого напряжения (B), который уже направляется к потребителю g .

Заметим, что иногда приходится изменять электродвижущую силу и постоянного тока, но если мы хотим сохранить его постоянным, то приходится строить мотор постоянного тока, который уже приводит в движение машину, дающую постоянный ток требуемого напряжения.

Постоянный ток часто трансформируют в переменный и тогда уже можно опять по произволу получать ту или другую электродвижущую силу. Типичным прибором для этой цели является индуктор или спираль Румкорфа, в толстую и короткую первичную обмотку которой пропускается прерывистый постоянный ток от источника, имеющего небольшую электродвижущую силу, а на концах вторичной спирали, сделанной из очень большого числа оборотов проволоки, мы получаем соответственно большую электродвижущую силу. Спираль Румкорфа можно также пользоваться для трансформирования переменных токов.

9. Постоянный ток, получаемый от машины.

При вращении контура $ABCD$ (рис. 123) в однородном магнитном поле, в нем, как известно, наводится переменного направления электродвижущая сила; но при помощи особого приспособления — так называемого коллектора kk и щеток ss , стоящих неподвижно и скользящих по вращающемуся коллектору каждый раз, когда происходит перемена знака электродвижущей силы в контуре, одновременно с этим происходит изменение направления соединения внешней цепи с концами вращающегося контура — щетка переходит с одной части коллектора на другую, и ток во внешней цепи остается одного и того же направления. Однако, этот ток вовсе не имеет

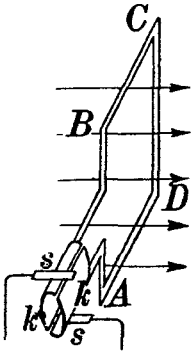


Рис. 123.

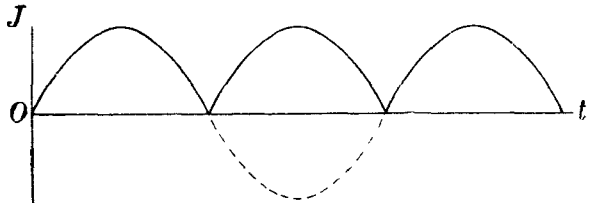


Рис. 124.

постоянной силы, так как это, собственно, синусоидальный ток, горбы синусоид которого повернуты в одну сторону (рис. 124). Если такой ток пропустить через первичную обмотку трансформатора, то во вторичной обмотке появится наведенный ток с периодом $\frac{T}{2}$, но не следующий синусоидальному закону.

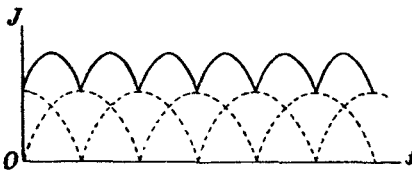


Рис. 125.

Когда мы имеем несколько обмоток и соответственное количество секций коллектора, как делается в кольце Грамма и других машинах постоянного тока, то достигается большее постоянство силы тока во внешней цепи; однако, действительно постоянного тока мы от динамомашин не получаем. Для примера приведем график силы тока (рис. 125), получающийся при четырех секциях. Чем больше секций коллектора и связанных с ними обмоток, тем ровнее получается кривая тока.

10. Средние значения силы тока.

Переменный синусоидальный ток течет по проводнику, при чем его сила изменяется по закону:

$$J = J_{\max} \cdot \sin at.$$

Если мы подсчитаем среднюю силу тока за время целого периода колебания T , то, очевидно, получим в результате нуль, так как наш ток в течение первой половины периода течет в одну сторону, и в течение второй половины периода—по такому же закону, но в противоположную сторону. Для определения средней силы переменного синусоидального тока мы подсчитаем среднее значение силы за первую половину периода. Очевидно, эта средняя величина J_{med} будет равна J_{\max} , умноженному на среднее значение $\sin at$.

Среднее значение функции $\sin at$ мы определим следующим образом: пусть мы имеем маятник, колеблющийся так, что его скорость выражается:

$$v = \frac{2\pi A}{T} \cdot \sin at.$$

Кривая скоростей представится синусоидой (рис. 126). Среднее значение ординат v за первую половину периода представится высотой прямоугольника $OV_{\text{med}}BC$, равновеликого площади, ограниченной первой половиной синусоиды и осью абсцисс.

Известно, что пространство, пройденное телом, определяется площадью, ограниченной линией скоростей и осью абсцисс. С другой стороны—очевидно, что пространство, пройденное колеблющимся телом за половину периода, равно двойной амплитуде. Таким образом:

$$\text{площадь } OV_{\text{med}}BC = 2A = \frac{T}{2} \cdot V_{\text{med}},$$

а так как:

$$V_{\max} = \frac{2\pi A}{T} \quad \text{и} \quad T = \frac{2\pi A}{V_{\max}},$$

то:

$$2A = \frac{2\pi A}{2 \cdot V_{\max}} \cdot V_{\text{med}},$$

откуда:

$$V_{\text{med}} = \frac{2}{\pi} \cdot V_{\max}.$$

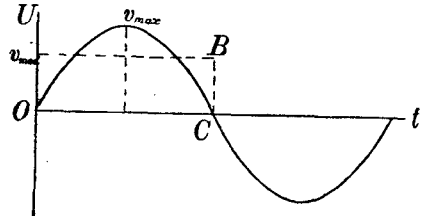


Рис. 126.

Так как выведенное соотношение годится для всякой синусоиды, то мы скажем что среднее значение функции

$$\sin at = \frac{2}{\pi} = 0,637;$$

J_{med} , следовательно, выразится:

$$J_{\text{med}} = \frac{2}{\pi} \cdot J_{\max} = 0,637 \cdot J_{\max}.$$

Среднее значение функции $\cos at$ также равняется $\frac{2}{\pi}$, так как эта функция представляется такой же кривой, как и синусоида.

J_{med} называется средней силой тока; соответственно с этим за первую половину периода через сечение проводника протекает количество электричества:

$$e = J_{\text{med}} \cdot \frac{T}{2} = \frac{2}{\pi} \cdot J_{\max} \cdot \frac{T}{2} = \frac{T}{\pi} \cdot J_{\max}.$$

11. Эффект тока.

Эффектом тока принято называть величину мощности тока, т.е. работу U , производимую током за единицу времени:

$$U = J^2 \cdot R.$$

Для переменного тока, когда в цепи имеется только омическое сопротивление, эффект тока в данный момент выразится:

$$U = J^2 \cdot R = J_{\max}^2 \cdot R \cdot \sin^2 at.$$

Так как в выражение эффекта переменного тока входит $\sin^2 at$, то в каждый отдельный момент эффект переменного тока будет иметь своеобразное значение. Средняя величина эффекта переменного тока будет равна $J_{\max}^2 \cdot R$, умноженному на среднюю величину $\sin^2 at$.

Средняя величина функции $\sin^2 at$ может быть определена следующим образом. Известно, что:

$$\sin^2 at = \frac{1 - \cos 2at}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \frac{4\pi t}{T}.$$

Таким образом, функция $\sin^2 at$ также представится некоторой синусоидой, амплитуда которой будет равна половине амплитуды синусоиды $\sin at$, а период будет вдвое меньше периода синусоиды $\sin at$.

Изобразим графически функцию $\sin at$ пунктирной линией, а функцию $\sin^2 at$ сплошной (рис. 127). Амплитуда синусоиды $\sin at$ равна единице; следовательно, линия симметрии синусоиды $\sin^2 at$ лежит на высоте $OO_1 = \frac{1}{2}$. По условию симметрии синусоиды — очевидно, что площадь, ограниченная синусоидой $\sin^2 at$ и отрезком абсциссы, равновелика площади прямоугольника OO_1TT ; следовательно, средняя величина функции $\sin^2 at$ равна $OO_1 = \frac{1}{2}$.

Таким образом, средний эффект переменного тока $U_{\text{мед}}$ в нашем случае выразится:

$$U_{\text{мед}} = \frac{1}{2} \cdot J_{\max}^2 \cdot R.$$

Для получения такого же эффекта от постоянного тока потребуется некоторый ток J_e :

$$\text{и } U_{\text{мед}} = J_e^2 \cdot R; \quad \text{откуда } J_e^2 = \frac{1}{2} \cdot J_{\max}^2 \quad \text{или: } J_e = \frac{J_{\max}}{\sqrt{2}}.$$

Сила постоянного тока, дающая такой же эффект, как данный переменный ток, называется эффективной силой данного переменного тока:

$$J_e = \frac{J_{\max}}{1,414} = 0,707 \cdot J_{\max}.$$

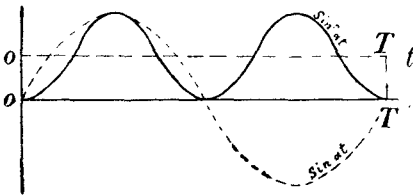


Рис. 127.

В общем случае значение эффекта переменного тока осложняется смещением фазы. А именно: если переменная электроодвижущая сила

$$V = V_{\max} \cdot \sin at$$

вызывает ток

$$J = J_{\max} \cdot \sin (at - \varphi),$$

от эффект тока в данный момент выразится так:

$$U = V \cdot J = V_{\max} \cdot J_{\max} \sin at \cdot \sin (at - \varphi).$$

Среднее же значение эффекта $U_{\text{мед}}$ получится умножением $V_{\max} \cdot J_{\max}$ на среднее значение $\sin at \cdot \sin (at - \varphi)$. Можно показать, что среднее значение этого произведения равно $\frac{\cos \varphi}{2}$. Таким образом,

$$U_{\text{мед}} = V_{\max} \cdot J_{\max} \cdot \frac{\cos \varphi}{2} = V_e \cdot J_e \cos \varphi,$$

где V_e и J_e суть эффективные значения электроодвижущей силы и силы тока.

12. Взаимодействие переменных токов.

Очевидно два переменных тока взаимно притягиваются, если фазы их одинаковы, если же фаза одного отличается от фазы другого на $\pm 180^\circ$, то они взаимно отталкиваются. В промежуточных случаях притягивание имеет место, если разность фаз меньше 90° , и отталкивание — при разности фаз большей $\pm 90^\circ$. При разности фаз 90° взаимодействие токов равно нулю.

При взаимной индукции может оказаться, что фаза наведенного тока почти противоположна фазе наводящего тока, и мы увидим отталкивание этих двух токов. Это явление хорошо демонстрируется на опытах Элиу Томсона.

ГЛАВА VIII.

Электрические колебания и волны.

1. Механизм электрического колебания.

Мы уже заметили, что в контуре, состоящем из емкости и самоиндукции (рис. 119), электрические массы, однажды приведенные в движение внешней электродвижущей силой, затем могут продолжать перемещаться от одной обкладки конденсатора к другой и обратно, т.е. совершать известного рода колебания уже без действия внешней электродвижущей силы.

Явление электрических колебаний при разряде Лейденской банки впервые было исследовано Федерсеном в 1862 г. Здесь роль емкости играют обкладки Лейденской банки, а роль самоиндукции — проводники, соединяющие внешнюю и внутреннюю обкладки банки (рис. 128).

При рассмотрении разрядной искры F , при помощи вращающегося зеркала, можно заметить, что при каждом разряде искра проскакивает несколько раз — сначала

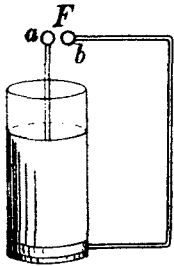


Рис. 128.

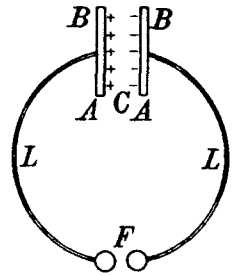


Рис. 129.

в одну сторону, с шарика a на шарик b , потом обратно, и так несколько раз, делаясь все слабее и слабее, пока, наконец, явление не исчезнет до наступления следующего разряда. Чем больше емкость Лейденской банки или чем больше самоиндукция цепи, тем больше период этого колебательного разряда.

Особенно успешно исследовал явление электрических колебаний знаменитый ученик Гельмгольца — Герц.

Изобразим емкость C и самоиндукцию Z , имеющую искровой промежуток F , в схематической форме и рассмотрим, как происходит явление электрических колебаний в контуре (рис. 129). Сначала мы сообщаем от внешнего источника заряд (положим отрицательный) пластинке A_1B_1 ; на пластинке AB возникают наведенные заряды противоположного знака, и создается между пластинками электростатическое поле. Мы, таким образом, запасаем потенциальную энергию в форме энергии электростатического поля. Разность потенциалов левой и правой части нашего контура колебаний или в б р а т о р а делается все выше и выше, пока, наконец не возникает искра в искровом промежутке F . Явление искры есть ни что иное, как перемещение электрических масс в искровом промежутке, и в нашем случае отрицательные заряды (электроны) начинают перемещаться в искровом промежутке справа налево. Вследствие возникновения обратной электродвижущей силы самоиндукции, ток через искровой промежуток будет нарастать постепенно, и вместе с тем будет увеличиваться магнитное поле тока. Наконец, сила тока достигнет максимального значения

как раз в тот момент, когда разность потенциалов между обкладками конденсатора AB и A_1B_1 будет равна нулю. Теперь вся потенциальная энергия электростатического поля, которое было создано между обкладками конденсатора, превратилась в энергию электрического тока (так сказать кинетическую) или, что то же самое, в энергию магнитного поля тока. Возникшее магнитное поле, как легко видеть, пронизывает наш контур по направлению из-за плоскости чертежа к наблюдателю. При исчезновении этого магнитного поля в контуре будет наводиться ток самоиндукции того же направления, которое ток имел в первой части явления. Ток этот будет постепенно ослабевать, при чем правая пластинка будет заряжаться положительным, а левая отрицательным зарядом, т.-е. будет вновь возникать электростатическое поле между пластинками конденсатора, но направление этого поля будет противоположно тому, которое имело место в начале явления. Когда сила тока дойдет до нуля, то вся энергия тока вновь превратится в энергию электростатического поля, и явления искры тока в контуре и магнитного поля тока начнутся сначала, но уже в обратном направлении, пока не восстановится первоначальное расположение зарядов на пластинках конденсатора.

Явление, которое мы проследили, есть одно электромагнитное колебание в нашем контуре. Если бы сам контур и искровой промежуток не обладали омическими сопротивлениями, то колебания, возникнув однажды, продолжались бы неопределенно долго; мы имели бы незатухающее колебание. Чем больше сопротивление контура и искрового промежутка, тем больше затуханием обладает колебание. Легко сообразить, что за время одного периода колебания силы тока T энергия успевает дважды претерпеть полное превращение; таким образом, период колебания энергии вдвое меньше периода колебания силы тока.

Для уяснения этого весьма важного явления приведем описание двух аналогичных явлений; первого из механики—это колебание маятника, и второго из гидродинамики—это колебание жидкости в сообщающемся сосуде.

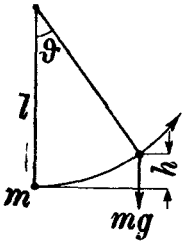


Рис. 130.

1) Мы имеем некоторый маятник (рис. 130); прикрепив к шарiku m тонкую нитку k , мы отклоняем маятник все больше и больше; наконец, когда шарик поднят на высоту h , нитка k обрывается (начинается явление искры), и запасенная энергия положения (энергия эл. стат. поля) mgh начинает превращаться в кинетическую энергию шарика (энергию электрического тока). Когда шарик проходит положение равновесия, то вся энергия положения израсходована, скорость (сила тока) приобретает максимальное значение, и вся энергия представляется в кинетической форме.

По инерции маятник продолжает двигаться, и кинетическая энергия переходит в форму энергии положения; маятник останавливается, когда вся энергия превратилась в энергию положения (энергию электростатического поля), и все явление возобновляется в обратном направлении. Если трение (сопротивление) отсутствует, то колебание происходит без затухания, и чем больше трение, тем больше затухание колебания. В случае колебания маятника так же, как и в случае электромагнитного колебания, энергия за время одного полного колебания дважды претерпевает полное превращение, т.-е. период колебания энергии вдвое меньше периода самого колебания.

2) Другой пример мы приведем из области движения жидкости: представим себе сообщающийся сосуд (рис. 130) gg , у которого в соединительной трубке помещена поперек канала тонкая перепонка (искровой промежуток); мы наливаем жидкость в правое колено сосуда (сообщаем заряд одной пластинке конденсатора), и давление жидкости на перепонку увеличивается с одной стороны; наконец, при некотором давлении (разности потенциалов) перепонка не выдерживает и прорывается (проскакивает искра); в этот момент мы прекращаем приток жидкости, и жидкость начинает перетекать по соединительной трубке из правого колена в левое (возникает электрический ток через искровой промежуток); жидкость движется все быстрее и быстрее до тех пор, пока уровни жидкости в том и другом колене

сообщающего сосуда не уравниются; в этот момент вся потенциальная энергия превратилась в кинетическую, и жидкость имеет наибольшую скорость (ток через искровой промежуток имеет наибольшую силу); теперь кинетическая энергия будет превращаться в потенциальную, так как уровень жидкости в левом колене будет подниматься и будет выше уровня в правом колене; когда вся кинетическая энергия превратится в потенциальную, жидкость остановится, при чем, если бы не было внутреннего трения, то уровень жидкости в левом колене был бы как раз на той же высоте, на которой он был в правом в момент разрыва пленки; затем движение жидкости начнется в обратном порядке и, если бы не было трения, колебание уровней продолжалось бы неопределенно долго; но, так как трение всегда имеет место, то энергия колебания жидкости мало-помалу переходит благодаря трению в тепло, и жидкость колеблется с тем большим затуханием, чем больше трение; точно так же, как в случае электрических колебаний, вследствие сопротивления контура, энергия колебания превращается в джаулево тепло.

В последнем случае дело осложняется тем, что часть энергии превращается в энергию электромагнитных волн, о чем речь будет впереди.

2. Формула Томсона (лорда Кельвина).

Мы установили, что в контуре с емкостью и самоиндукцией могут происходить периодические перемещения электрических масс. Если явление строго периодически, то, как известно из теоремы Фурье, оно всегда может быть разложено в гармонический ряд, при чем каждый из членов ряда представляет собой простое гармоническое колебание; период основного колебания может быть выражен как функция емкости и самоиндукции контура, точно так же, как период математического маятника, например, является функцией длины и напряжения силы тяжести и проч. Обратимся опять к схеме вибратора, изображенной на рисунке 128. Пусть емкость конденсатора равна c и самоиндукция контура z . Пусть в нашем вибраторе совершается колебание электрических масс по простому гармоническому закону. При этом все элементы—и количество электричества, и сила тока, и потенциал пластинки—изменяются тоже по простому гармоническому закону.

Мы помещаем на пластинку конденсатора e единиц (кулон) электричества.

Из электростатики известно, что $e = c \cdot v$, где v — разность потенциалов пластинок конденсатора.

Мы постараемся вывести уравнение для скорости изменения потенциала v . Известно, что скорость выражается первой производной пути по времени. В данном случае мы имеем не путь, но величину потенциала v ; однако, скорость изменения этой величины также будет выражаться первой ее производной по времени. Таким образом, скорость изменения разности потенциалов пластинок нашего конденсатора определится из уравнения:

$$\frac{de}{dt} = c \frac{dv}{dt}, \quad \text{откуда:} \quad \frac{dv}{dt} = \frac{1}{c} \cdot \frac{de}{dt},$$

но так как $\frac{de}{dt} = i$, где i — сила тока в данный момент, то

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{c} \cdot i.$$

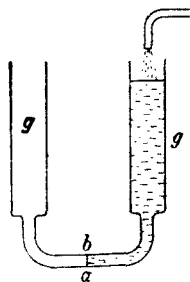


Рис. 131.

Найдем теперь скорость изменения величины $\frac{dv}{dt}$. Эта величина будет аналогична ускорению. Очевидно, чтобы найти скорость изменения величины $\frac{dv}{dt}$, надо взять первую производную от этого выражения, т.е.

$$\frac{d^2v}{dt^2} = \frac{1}{c} \cdot \frac{di}{dt}.$$

Далее нам известно, что электродвижущая сила самоиндукции, а в нашем случае мы как раз имеем это явление, пропорциональна скорости изменения силы тока и выражается:

$$v = -L \cdot \frac{di}{dt},$$

где L есть коэффициент самоиндукции контура. Если мы определим из последнего уравнения $\frac{di}{dt}$ и вставим его значение $\frac{di}{dt} = -\frac{1}{L} \cdot v$ в выражение ускорения v , то получим:

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\frac{1}{L \cdot c} \cdot v; \dots \dots \dots (1)$$

v изменяется по гармоническому закону и, следовательно, удовлетворяет всем требованиям, изложенным для гармонического колебания в части первой нашего курса. Там мы показали, что ускорение в гармоническом колебании выражается формулой:

$$a_y = \frac{d^2s}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} \cdot s.$$

В нашем случае электромагнитного колебания роль пути s играет величина v ; следовательно, и для ускорения v должно иметь место соотношение

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} \cdot v \dots \dots \dots (2)$$

Сравнивая уравнение (1) с уравнением (2), находим, что

$$\frac{1}{Lc} = \frac{4\pi^2}{T^2},$$

откуда:

$$T = 2\pi \sqrt{Lc}.$$

Величины z и c должны быть, конечно, выражены в одной и той же системе единиц и тогда период колебания выражается в секундах.

Эту формулу мы уже встречали в главе о резонансе в цепи переменного тока. Если мы сравним условие получения колебаний в разветвлении цепи переменного тока с описанными колебаниями, то заметим, что вся разница состоит только в том, что в первом случае отсутствует искровой промежуток, который нам необходим для того, чтобы можно было накопить на пластинке конденсатора большое количество электричества прежде, чем начнется явление колебания.

Выведенная формула носит название формулы Томсона — лорда Кельвина.

3. Токи смещения и электрические волны.

Рассматривая явление электрического колебания в нашем контуре, мы заметили, что между пластинками конденсатора электрическое поле периодически меняет свое направление. Если в этом поле будет помещен диэлектрик, то он будет периодически изменять направление своей поляризации, т.е. в каждом атоме электроны будут устремляться то в ту, то в другую сторону. Эти внутриатомные перемещения зарядов носят название токов смещения.

Идея Максвелла, положенная в основание его теории, заключается в том, что токи смещения вызывают появление магнитного поля точно также, как и ток в проводнике, и по тому же закону Био и Савара. Это положение было вполне подтверждено опытами Герца, а также классическими опытами проф. А. А. Эйненвальда.

Магнитное поле появляется и в том случае, когда электрическое поле изменяется без присутствия какого-либо диэлектрика, т.е. когда происходит изменение электрического поля в пустоте или в эфире.

Второе положение, введенное Максвеллом, заключается в том, что переменное магнитное поле вызывает токи смещения в диэлектрике точно так же, как переменное магнитное поле вызывает наведенный ток в проводнике. Но если мы имеем магнитное поле в пустоте, то и в этом случае изменение магнитного поля вызывает токи смещения или, лучше сказать, электрическое поле переменного напряжения.

Правила, указанные нами для определения направления магнитного поля электрического тока (правило штопора или буравчика) и для определения направления наведенного тока (правило Ленца), остаются в полной силе и для магнитных полей, порождаемых токами смещения, и для токов смещения, вызванных изменением магнитного поля.

Мы воспользуемся указанными идеями Максвелла, чтобы уяснить себе возникновение и распространение так называемых электромагнитных волн.

Нам будет удобно ввести понятие об электрическом и магнитном векторе: когда мы имеем в данной точке пространства электростатическое поле, то направление его определяется по величине и направлению, являясь, таким образом, величиной векториальной и изображаясь графически линией-вектором, по длине пропорциональным напряжению поля и имеющим направление поля. Это и есть электрический вектор. Таким же образом устанавливаем понятие и о магнитном векторе.

В случае электрического колебания в контуре, электрический вектор в поле между двумя обкладками конденсатора претерпевает изменение по гармоническому закону. Согласно идеям Максвелла, при изменении электрического вектора (что сопровождается током смещения), возникает перпендикулярно к электрическому вектору магнитный вектор, возникновение и исчезновение которого, в свою очередь, вызывает появление электрического вектора (или электрического напряжения). Таким образом, при изменении поля между обкладками конденсатора в нашем вибраторе в окружающем пространстве возникают изменяющиеся по гармоническому закону взаимно перпендикулярные электрические и магнитные поля или векторы, но это явление возникает не одновременно во всем пространстве, а распространяется со скоростью $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{сант.}}{\text{сек.}}$, т.-е. со скоростью, численное значение которой равно отношению единицы количества электричества в системе *CGSM* к единице количества электричества в системе *CGSE*.

Таким образом, наш контур-вибратор излучает в пространство электромагнитную энергию. Наблюдатель, стоящий на некотором расстоянии от вибратора, может установить существование переменного электромагнитного поля, т.-е. он наблюдает электромагнитные колебания в данном месте пространства.

Если же мы посмотрим, как в пространстве в данный момент расположены магнитные и электрические векторы, то найдем, что векторы расположены в пространстве, изменяясь по гармоническому закону. Так, электрические векторы в пространстве будут расположены по направлению *CA* (рис. 132), как это показано на рисунке, а в направлении, перпендикулярном к векторам электрическим, будут расположены магнитные векторы, при чем максимальное значение магнитных векторов будет приходится там, где электрический вектор претерпевает наиболее быстрое изменение, т.-е. в тех местах, где значение электрического вектора равно нулю.

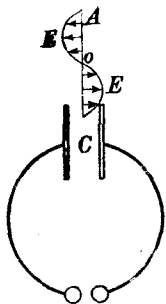


Рис. 132.

Таким образом, в пространстве, окружающем вибратор, распространяются электромагнитные волны, к которым приложены все определения и номенклатура, которую мы установили для распространения механических колебаний. Так, длиной волны электромагнитной мы называем наименьшее расстояние между двумя точками, где мы имеем одинаковые фазы колебания векторов.

Скорость распространения c электромагнитного колебания выражается через длину волны λ и число колебаний в секунду ν формулой:

$$c = \lambda \cdot \nu = \lambda \cdot \frac{1}{T}.$$

Таким образом, например, для периода $\frac{1}{50}$ секунды (период городского переменного тока), длина волны λ будет $\lambda = c \cdot T = 3.10^{10} \cdot \frac{1}{50} = 6.10^8$ сантиметров или 6.000 километров. Конечно, такой длины волны исследовать невозможно, так как все отражающие, преломляющие и прочие приборы и приспособления при исследовании волн должны быть, во всяком случае, порядка длины волн. Поэтому для исследования электромагнитных волн нужно было построить вибратор, дающий по возможности малую длину волны. А так как длина волны прямо пропорциональна периоду колебания, а период колебания, как видно из формулы Лорда Кельвина, пропорционален корню квадратному из емкости конденсатора и самоиндукции контура, то для получения коротких волн надо делать вибратор с возможно малой емкостью и самоиндукцией.

Если мы возьмем вибратор, изображенный на рис. 129, то, очевидно, емкость его можно уменьшать, увеличивая расстояние между пластинками конденсатора (рис. 133 а). Это дает еще и то преимущество вибратору, что электрическое поле E занимает большее пространство, и такой вибратор излучает больше энергии в форме электромагнитных волн, чем вибратор с близко сдвинутыми пластинками.

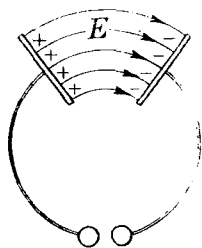


Рис. 133 а.

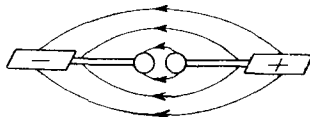


Рис. 133 б.

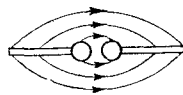


Рис. 134.

Наименьшей емкостью будет обладать вибратор, у которого контур представляет прямолинейную проволоку с искровым промежутком (рис. 133 б), а пластинки, собственно, отсутствуют (рис. 134). Такой вибратор, конечно, тоже обладает емкостью, но эта емкость принадлежит конденсатору, который из себя представляет прямолинейные стержни нашего контура. Самоиндукция прямолинейного стержня также имеет наименьшую величину. Тот и другой параметры (C и L) зависят теперь от длины стержня. Величина искрового промежутка определяется той разностью потенциалов, при которой возникает искра, дающая колебательный разряд, и обычно делается весьма малым.

Рассуждая таким образом, Герц построил свой вибратор, который давал длину волны в 60 см.

4. Волны Герца.

Вибратор Герца (рис. 135) представляет собой два толстых латунных стержня AF и FB с искровым промежутком F . По проводникам R и R_1 подводится от вторичной обмотки спирали Румкорфа высокое напряжение, в искровом промежутке проскакивает искра и электрические массы начинают колебаться вдоль вибратора AFB . Так как сопротивление, представляемое искрой, весьма велико, то колебания получаются сильно затухающими.

Герц поместил свой вибратор вдоль фокусной линии двухметрового параболического цилиндрического зеркала, и тогда волны параллельным пучком выходили из отверстия зеркала. Этим было уже доказано, что электромагнитные волны подчиняются общим законам отражения.

Рассмотрим, как меняется разность потенциалов в вибраторе Герца при зарядке его от источника высокого потенциала и при колебательном разряде: по оси ординат будем откладывать значение разности потенциалов, а по оси абсцисс время

(рис. 136). От начала счета времени разность потенциалов постепенно повышается до предельного значения v_1 , когда наступает искровой разряд, при чем разность потенциалов колеблется периодически с большим затуханием; затем явление вновь и вновь повторяется. Соответственно с этим колебанием напряжения электростатического поля возникают переменное магнитное поле и токи смещения.

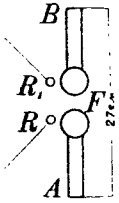


Рис. 135.

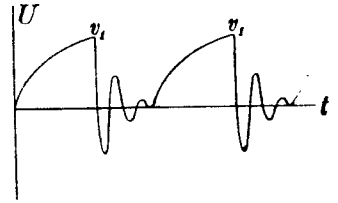


Рис. 136.

Мы рассмотрим (рис. 137) несколько последовательных стадий электрического поля при колебательном разряде. На этом рисунке изображена стадия увеличения разности потенциалов (a, b) при чем линии сил все больше и больше расходятся.

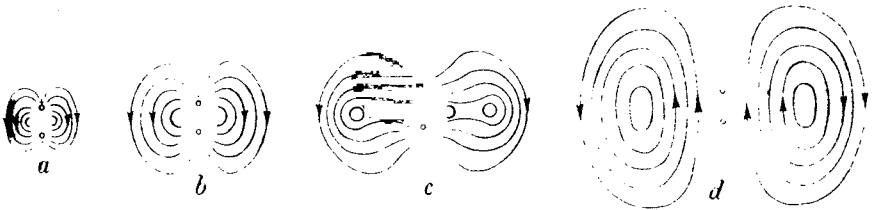


Рис. 137.

Вслед за этим (c) наступает начало искрового разряда; концы ближайших к искровому разряду линий сходятся, но более удаленные части силовых линий не исчезают, а концы их начинают смыкаться, образуя систему замкнутых силовых линий.

Рис. 137 (d) представляет момент, когда потенциалы шариков вибратора уравнились, и все силовые линии поля представляют замкнутые контуры. Вслед за этим (рис. 138) вибратор начинает перезарядаться и около него образуется поле, подобное первоначальному, но обратного направления; ранее замкнувшиеся силовые линии продолжают отходить от вибратора со скоростью $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, и явление вновь и вновь повторяется.

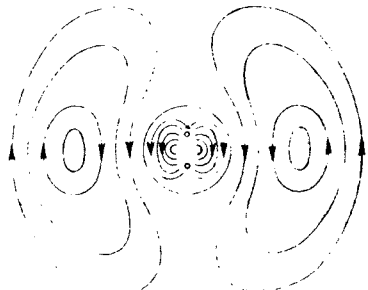


Рис. 138.

Если мы представим себе наблюдателя, снабженного соответствующим прибором и стоящего на пути распространения этого поля, то заметим, что мимо наблюдателя проносятся силовые линии то одного, то другого направления. Следовательно, наш наблюдатель обнаружит электрические колебания, а если мы рассмотрим явление поля в данный момент, то увидим периодически сменяющиеся по направлению линии сил; эта картина и называется электромагнитными волнами.

5. Резонатор.

Для того, чтобы обнаружить присутствие электромагнитных колебаний, надо на пути распространения этих колебаний поставить некоторый проволочный контур, в котором переменное магнитное поле электромагнитного колебания наведет соответственно переменный ток или принужденное электрическое колебание того же периода, который имеет падающая волна. Если же подобрать емкость и самоиндукцию контура таким образом, чтобы собственный период этого контура совпадал с периодом падающего на него колебания, то амплитуда колебания в контуре и при сравнительно небольшой энергии падающей волны будет весьма значительной. Мы будем иметь знакомое нам явление резонанса. Таким образом, контур, у которого произведение емкости на самоиндукцию будет равно произведению этих величин у вибратора, явится резонатором для данного вибратора, и волны, распространяемые данным вибратором, будут возбуждать в резонаторе интенсивные колебания.

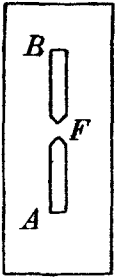


Рис. 139.

Теперь выясним, каким образом открыть присутствие колебаний в данном резонаторе. В простейшем случае можно поступить таким образом: в резонаторе сделать очень маленький искровой промежуток и тогда при возникновении в нем интенсивных колебаний мы будем видеть искру в искровом промежутке. Таким именно образом впервые Герц и открыл присутствие электромагнитных волн. Простейший резонатор такого типа представлял собою стеклянную пластинку (рис. 139) с наклеенной на ней полоской стальной проволоки, имевшей искровой промежуток F .

6. Когерер.

Но наблюдение искры в резонаторе недостаточно чувствительный метод, и при сколько-нибудь значительном искровом промежутке искра возникает только при очень интенсивных электрических колебаниях.

Гораздо чувствительнее оказался прибор, называемый когерером. Если вместо искрового промежутка между стержнями резонатора AK и KB поместить слой металлических опилок K (рис. 140), то сопротивление электрическому току эти опилки будут оказывать гораздо меньше в том случае, если в ветвях контура-резонатора возникнут электрические колебания. Когерер вводится в цепь гальванического элемента E , в которую введен последовательно с элементом также электрический звонок.

Если цепь замкнута через слой опилок, то вследствие очень большого сопротивления этого слоя звонок не звонит, но как только на когерер упала электромагнитная волна и в резонаторе AKB возникли колебания, сопротивление когерера делается малым и звонок начинает звонить. Электропроводность когерера сохраняется и после действия колебаний, и звонок продолжает звонить.

Действие когерера, повидимому, зависит от того, что опилки, соприкасаясь свободно друг с другом, в местах соприкосновения представляют громадное сопротивление; когда же по ним проходит быстро переменный ток электрического колебания, то в местах наибольшего сопротивления выделяется наибольшее количество Джоулева тепла и опилки в этих местах спаиваются; но стоит слегка встряхнуть опилки, как спай нарушается и опилки когерера опять представляют громадное сопротивление; звонок, включенный в цепь, перестает звонить. Часто когерер снабжается автоматически действующим молоточком (так называемым клопфером), который ударяет по когереру, как только когерер начинает проводить ток; таким образом,

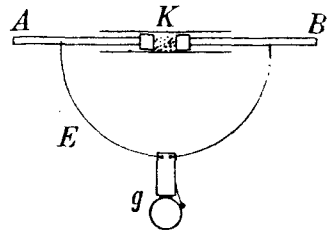


Рис. 140.

цель с когерером и звонком или другим регистрирующим приспособлением (например, телеграфным аппаратом Морзе) оказывается электропроводной только во время действия на когерер электрических колебаний.

7. Детектор.

В настоящее время очень часто употребляется в качестве воспринимающего электрические колебания аппарата—телефон. Однако, число электрических колебаний в секунду, употребляемых в большинстве случаев в технике, настолько велико (порядка одного миллиона в секунду), что телефонная мембрана, конечно, не может вследствие инерции следовать за электрическими колебаниями, да если бы сделать мембрану с собственным тоном, близким к этому числу, так, чтобы достигнуть явления резонанса, то наблюдатель все же ничего в телефоне не услышал бы, так как это число колебаний лежит далеко за пределами восприимчивости человеческого уха.

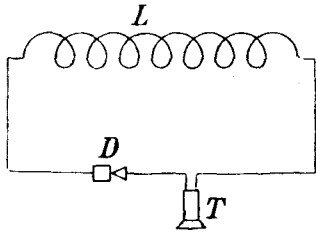


Рис. 141.

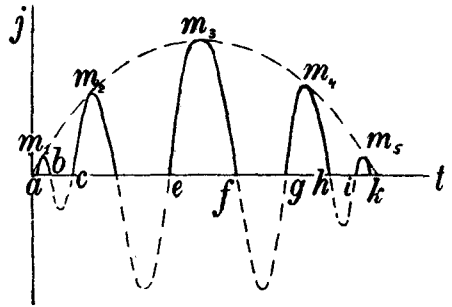


Рис. 142.

Чтобы воспользоваться телефоном в качестве индикатора на электрические колебания большой частоты, пользуются особым свойством некоторых контактов пропускать электрический ток только в одну сторону. Таким образом, если в цепи, в которой введен телефон T и выпрямляющий детектор D (рис. 141), наводится колебание, то через телефон проходят токи только одного направления, при чем мембрана телефона не отвечает каждому отдельному колебанию, а притягивается группой полуколесаний (рис. 142). На этом рисунке изображено изменение силы тока группы электрических колебаний.

Вследствие односторонней электропроводности детектора, в телефон попадут только части тока, изображенные над осью абсцисс (am_1b, cm_2d, \dots), части же колебательного тока обратного направления, изображаемые горбами кривой, лежащими под осью абсцисс, через телефон не пойдут. Телефонная мембрана под действием всей группы колебаний один раз притянется к электромагниту и мы будем слышать колебания мембраны, вызванные последовательными группами электромагнитных колебаний.

8. Термоэлемент.

Для измерительных целей обычно употребляют термоэлемент (рис. 143), спай которого T нагревается частопеременными токами электрического колебания. В цепь термоэлемента вводится чувствительный гальванометр G , по показанию которого можно судить о нагревании спаия термоэлемента, а, следовательно, и об интенсивности электрических колебаний.

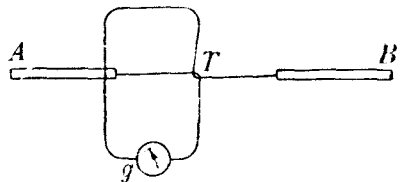


Рис. 143.

9. Опыты Герца—Лебедева.

Как уже сказано, Герц, поместив свой вибратор вдоль фокусной линии параболического цилиндрического зеркала, получил пучек параллельных „Герцовских лучей“, идущих из отверстия зеркала. Ставя на пути этого пучка второе параболическое зеркало, Герц получал в его фокусе весьма интенсивные колебания, которые обнаруживались резонатором с когерером или другим индикатором. Однако, длина волны, которую получал Герц (60 см), настолько велика, что исследование свойств этих колебаний затрудняется громоздкостью приборов, служащих для отражения, преломления и проч.

Целый ряд исследователей пытались получить волны меньшей длины, и проф. П. Н. Лебедеву удалось получить волны в 6 мм длиной. Для этой цели употреблялся прямолинейный вибратор Герца, общая длина которого была около трех миллиметров. С такими волнами удалось показать, что лучи Герца вполне аналогичны световым лучам и подчиняются всем оптическим законам отражения, преломления и проч. Особенность этих лучей заключается в том, что их длина волны все-таки гораздо больше длины волн видимого света, для которого длина волны в среднем равняется 0,5 микрона, и они не воспринимаются органом зрения.

Заметим, что металлы являются непрозрачными для лучей Герца, а диэлектрики, напротив, для них в высшей степени прозрачны. Кроме того, если поставить на пути волн металлическую решетку, элементы которой параллельны электрическому вектору колебаний, то энергия колебаний превращается в энергию наведенных электрических токов в проволоках и, далее, превращается в джаулево тепло: лучи через решетку не проходят; но если элементы решетки перпендикулярны к электрическому вектору колебаний, то волны свободно проходят через решетку.

В настоящее время Левицкая и Аркадьева-Глаголева получили еще более короткие волны Герца.

Работы Герца принципиально разрешили вопрос о передаче без проводов электрической энергии на расстоянии. Русский профессор Попов и итальянец Маркони на этом принципе построили свои приборы для беспроволочного телеграфирования. В настоящее время, как известно, развивается преимущественно беспроволочное телеграфирование или так называемое „Радио“.

Вопрос о беспроволочном телеграфировании и телефонировании разросся в особый отдел радио-техники, и мы, указав на принципы возникновения и распространения электрических колебаний в нашем курсе, не будем останавливаться на технических подробностях и способах получения и регистрации электрических колебаний.

10. Токи Тесла.

Электрическое колебание, возникшее и совершающееся в некотором контуре, представляет собою переменный ток большой частоты и обладает всеми особенностями переменного тока. Так электрическое колебание, совершающееся в первичном контуре, наводит во вторичном контуре вторичное колебание такого же периода, но максимальная электродвижущая сила вторичного колебания при большом числе оборотов вторичного контура будет выше, чем максимальное значение электродвижущей силы в первичном контуре. Этим обстоятельством воспользовался Тесла для получения переменных токов весьма большой частоты и высокого напряжения. Схема расположения его опытов заключается в следующем: электрические колебания возникают в контуре FCL (рис. 144)

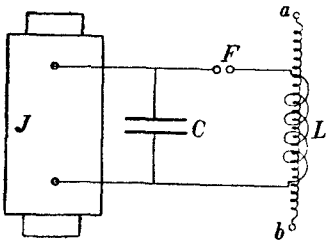


Рис. 144.

при искровом разряде через искровой промежуток контура F . Разряд получается от вторичной обмотки спирали Румкорфа J . Период электрического колебания в первичном контуре определяется емкостью C

и самоиндукцией L . Если с первичным контуром индуктивно связать имеющий большое число витков вторичный контур ab , то в последнем будет возникать индуцированное колебание, при чем, если подобрать число витков вторичной спирали так, чтобы произведение емкости на самоиндукцию вторичного контура было равно таковому же произведению для первичного контура, то максимальная электродвижущая сила переменного тока во вторичном проводнике будет еще гораздо больше, чем электродвижущая сила на полосах вторичной спирали Румкорфа. Токи, получаемые во вторичной спирали описанного приспособления, носят название токов Тесла. Они обладают в высшей степени свойствами переменного тока, т. е. самоиндукция, благодаря большой частоте колебаний, представляет для их распространения весьма большое сопротивление; напротив, емкость или конденсатор, поставленный на пути распространения такого тока, оказывает малое сопротивление распространению колебания. Благодаря очень большой разности потенциалов, возникающей на концах вторичной спирали, между ними может проскакивать искра очень большой длины. Трубки с разряженным газом (Гейслеровы трубки) светятся в переменном поле частопеременных токов, не будучи соединены металлически со вторичной обмоткой и т. д.

Замечательно, что несмотря на необычайно большие разности потенциалов, токи Тесла, очевидно, вследствие большого числа перемен направления в секунду не вызывают сокращения мышц и для человеческого организма совершенно безопасны.

Электрические колебания звуковой частоты. Если взять достаточно большую емкость и самоиндукцию, то можно получить в контуре период электрического колебания, лежащий численно в пределах слышимых акустических колебаний. В этом случае такое колебание, проходя по обмотке телефона, вызовет звучание телефонной мембраны.

11. Дуга Дудделя.

Дуддель сконструировал так называемую звучащую Вольтову дугу (рис. 145). От источника постоянного тока зажигается Вольтова дуга F и в момент зажигания ее в контуре FLC возникают электрические колебания;

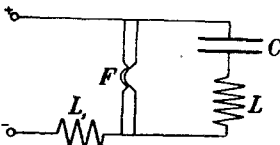


Рис. 145.

L — самоиндукция и C — емкость, определяющие период электрического колебания. Каждый раз, когда направление тока колебания совпадает в дуге с направлением основного тока, жар Вольтовой дуги усиливается и вызывает повышение упругости прилежащих слоев воздуха и, наоборот, когда направление тока колебания идет навстречу основному току, жар Вольтовой дуги ослабевает и упругость воздуха убывает. Таким образом,

Вольтова дуга делается источником звука. Изменяя емкость и самоиндукцию, можно получать тоны различной высоты.

12. Волны в проволоках.

Электрические колебания могут распространяться по проводникам точно так же, как распространяется переменный ток.

Представим себе электрическое колебание, возникшее в контуре AFB (рис. 146), состоящем из пластинок A и B и стержня с искровым промежутком F . Перед этим вибратором поместим такой же стержень, также с пластинками A_1 и B_1 , и от точек C и C_1 ответвим две параллельные проволоки cd и c_1d_1 . В системе $A_1CC_1B_1$ будут наводиться колебания, при чем, когда нижняя часть A_1C будет иметь положительный потенциал, верхняя C_1B_1 будет иметь отрицательный потенциал, и наоборот. По проводникам cd и c_1d_1 потенциалы будут распространяться таким образом, что против плюс-потенциала одной проволоки будет находиться минус-потенциал другой.

По проволокам будут распространяться электрические волны. Если на проводники cd и c_1d_1 положить проводник bb_1 , то эти волны отразятся от проводника или так называемого моста и, идя навстречу падающим волнам, дадут явление стоячих колебаний; на самом мосте и на расстоянии от него

нечетного числа полуволн разность потенциалов будет все время равна нулю; это так называемые узлы колебания; в точках между узлами разности потенциалов на той и другой проволоке будут достигать наибольшего значения — это пучности стоячего колебания. Накладывая Геслерову трубку gg_1 на пучность, мы заметим ее яркое свечение; напротив, в узле — Гейслерова трубка светиться не будет.

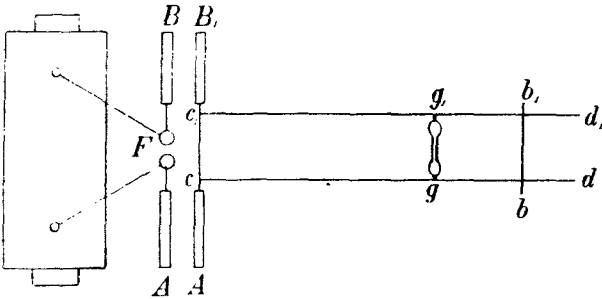


Рис. 146.

В настоящее время волны в проволоках употребляются в телеграфной технике, при чем оказывается возможным одновременно использовать один и тот же проводник для посылки по нему волн различного периода, которые и улавливаются на различных станциях раздельно.

13. Уравнение волны.

Если колебание потенциала совершается по гармоническому закону, то уравнение этого колебания представляется в виде:

$$V = V_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T}$$

следовательно, потенциал в данной точке проводника или пространства представляется периодической функцией от времени t .

Если колебание потенциала распространяется и через t_1 секунд проходит от начала координат по направлению оси абсцисс на расстояние x со скоростью c , то и в этой точке колебание потенциала будет происходить по тому же закону, но колебание начнется на t_1 секунд позднее. Следовательно, уравнение колебания потенциала этой точки будет:

$$V = V_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi(t - t_1)}{T}$$

но так как $x = ct_1$, то $t_1 = \frac{x}{c}$ и $V = V_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{c} \right)$.

Таким образом, для всякой точки оси абсцисс, лежащей на x_1 сантиметров от начала, и для всякого момента t_1 мы определим величину V .

Выведенное выражение носит название уравнения волны.

Так как все элементы колебания изменяются по одинаковому синусоидальному закону и распространяются в пространстве и по проводнику с одинаковыми скоростями c , то выведенная зависимость изменяющегося элемента от расстояния x для данного момента в различных местах пространства будет иметь подобное же выражение.

ГЛАВА IX.

Ток в жидкостях.

1. Проводники второго рода.

До сих пор мы рассматривали случаи распространения электрической энергии в металлических проводниках, или так называемых проводниках первого рода, в форме электрического тока и в пространстве—в форме электромагнитных волн. В первом случае по проводнику перемещаются электрические заряды или электроны, но материальные частицы или ядра атомов с положительными зарядами остаются на своих местах; во втором случае распространяется в пространстве некоторое периодическое возмущение электромагнитного поля, при этом, когда волна проходит по материи, то в ней возникают токи смещения или, так сказать, периодическая переполаризация диэлектрика, но частицы материи и в этом случае не покидают своего места.

Теперь мы переходим к случаю рассмотрения электрического тока в жидкостях, который представляет собою явление совершенно особого рода.

Предметом изучения этой статьи является электрический ток в водных растворах солей и кислот, так как чистая вода и целый ряд других чистых жидкостей, как спирт, серный эфир, бензин и проч., являются непроводниками электричества, а другие, к которым принадлежат, главным образом, чистые металлы, обладают металлической электропроводностью и никаких особенностей по сравнению с твердыми металлическими проводниками не обнаруживают.

Введя в гальваническую цепь $EAKgE$ (рис. 147) элемента E в качестве части цепи сосуд DD с водой, можно легко убедиться, что совершенно чистая вода является непроводником электрического тока. Пластина A , через которую входит ток в сосуд DD , называется анодом, а пластина K , через которую ток выходит, называется катодом. Та и другая пластинки называются электродами. Если вода абсолютно чиста, то стрелка гальванометра g отклоняться не будет, что доказывает присутствие громадного сопротивления в слое воды, находящейся между пластинками A и K . Но стоит растворить в воде хотя бы одну каплю серной или другой какой либо кислоты или кристаллик соли как стрелка гальванометра отклонится, обнаруживая присутствие тока в цепи.

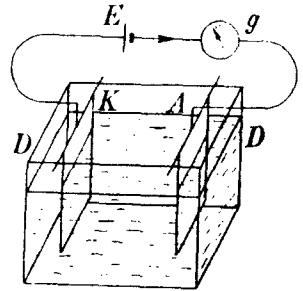


Рис. 147.

Водный раствор, проводящий электрический ток, называется электролитом или проводником второго рода.

При прохождении электрического тока по проводнику второго рода происходит точно так же, как и при прохождении тока по металлу, выделение тепла, но кроме того в случае электролита происходит совершенно своеобразное химическое явление, а именно: на электродах во время прохождения электрического тока по электролиту будут выделяться продукты разложения растворенного вещества. В некоторых случаях будет происходить еще вторичная реакция продукта разложения растворенного вещества с водой, как это имеет место при течении тока по раствору серной кислоты. Частицы вещества, отлагающиеся на аноде, носят название анионов, частицы же, отлагающиеся на катоде, называются катионами. Те и другие частицы называются ионами.

Самое явление выделения продуктов разложения растворенного вещества на электродах называется электролизом.

2. Законы Фарадея.

При прохождении электрического тока по растворам кислот (H_2SO_4 , HCl , HNO_3 и пр.) на катоде электролитической ванны *DD* (рис. 147) выделяется водород, следовательно, водород является катионом, остальная часть—молекулы кислоты, или так называемый радикал, выделяется на аноде; но, например, в случае раствора серной кислоты водород H_2 пузырьками выделяется на катоде, но радикал SO_4 на аноде не выделяется; этот анион, встречая на пути своем молекулы воды, отнимает у нее два атома водорода и образует вновь молекулу серной кислоты, а освобожденный кислород соединяется в частицы (O_2) и выделяется на аноде. Таким образом, выделению на аноде одной молекулы кислорода (O_2), при прохождении электрического тока по водному раствору серной кислоты, соответствует выделение на катоде двух молекул водорода ($2 \cdot H_2$). И если мы будем собирать отдельно электролитический водород и кислород при одинаковых условиях температуры и давления, то водорода по объему окажется вдвое больше, чем кислорода. Если мы будем наблюдать прохождение электрического тока по раствору соли какогонибудь металла, то на катоде будет выделяться совершенно чистый (так называемый электролитический) металл, а на аноде—радикал соли, или будет происходить вторичная химическая реакция. Так, при электролизе серно-кислой соли меди ($CuSO_4$) или медного купороса на катоде выделяется чистая медь, а радикал SO_4 так же, как и в случае электролиза серной кислоты, отнимает H_2 от молекулы воды, образуя молекулу серной кислоты, и кислород выделяется на аноде. В случае электролиза поваренной соли ($NaCl$), металлический натрий не выделяется на катоде, а, встречая молекулу воды, дает молекулу едкого натрия ($NaOH$), свободный же водород выделяется на катоде. Хлор при этой реакции, выделяясь на аноде, может вступать в соединение с металлом самого электрода.

Если мы будем измерять количества выделенных при электролизе веществ, то убедимся, что весовое количество Q выделенного вещества пропорционально силе тока и времени, в течение которого он протекает по электролиту:

$$Q = k \cdot J \cdot t \quad \text{или} \quad Q = k \cdot e,$$

где k —коэффициент пропорциональности, а e —количество протекшего электричества.

Высказанное положение составляет первый закон Фарадея об электролитическом токе.

Если мы будем подвергать электролизу различные вещества, пропуская каждый раз одинаковое количество электричества e_1 , то заметим, что в различных электролитах количество выделенного током вещества будет пропорционально его химическому эквиваленту или:

$$Q = A \cdot \frac{a}{n} \cdot e_1,$$

где $\frac{a}{n}$ и есть химический эквивалент: a —атомный вес данного вещества, а n —его валентность.

Последняя закономерность носит название второго закона Фарадея.

Очевидно, что оба закона представляются формулой:

$$Q = A \cdot \frac{a}{n} \cdot e = A \cdot \frac{a}{n} \cdot J \cdot t.$$

Для водорода $a = 1$ и $n = 1$. Таким образом, химический эквивалент водорода $\frac{a}{n} = 1$. Отсюда можно определить постоянный коэффициент A второго закона Фарадея:

$$A = \frac{Q}{\frac{a}{n} \cdot J \cdot t},$$

а для водорода:

$$A = \frac{Q}{J \cdot t}.$$

Если нам будет известно весовое количество Q водорода, выделенного J амперами тока в t секунд, то, подставляя соответствующие значения в последнюю формулу, мы найдем величину A . Физический смысл этого коэффициента таков: если мы возьмем $J = 1$ амп. и $t = 1$ сек., то для водорода $A = Q$, т.е. коэффициент A —это весовое количество водорода, выделенного при электролизе на катоде током в 1 амп. в одну секунду. Опыт показывает, что количество водорода, выделенное одним ампером в секунду, равно $1,036 \cdot 10^{-5}$ г, а, следовательно, $A = 1,036 \cdot 10^{-5}$.

Второй закон Фарадея показывает, что весовое количество какого-либо вещества, выделенного на электроде током в 1 амп. в одну секунду, равно:

$$Q_1 = 1,036 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{a}{n} \text{ г.}$$

Количество Q_1 называется электрохимическим эквивалентом данного вещества. Очевидно, что для выделения одного грамма водорода необходимо, чтобы через электролит протекло $\frac{1}{1,036 \cdot 10^{-5}} = 96\,540$ кулон электричества, а при электролизе какого-нибудь другого электролита для выделения числа грамм, равного его химическому эквиваленту $\left(\frac{a}{n}\right)$, потребуется то же количество протекшего электричества. Количество вещества в $\frac{a}{n}$ — химически эквивалентно одному грамму водорода и называется грамм-эквивалентом данного вещества. Таким образом, можно сказать, что для выделения одного грамм эквивалента какого-либо вещества при электролизе требуется прохождение по электролиту 96 540 кулон электричества.

Число 96 540 называется числом Фарадея и обозначается буквой F .

$$F = 96\,540 = \frac{1}{1,036 \cdot 10^{-5}} = \frac{1}{A}.$$

Таким образом, общее выражение законов Фарадея можно написать следующим образом:

$$Q = A \cdot \frac{a}{n} \cdot e = \frac{a}{n} \cdot \frac{e}{F} = \frac{a}{n} \cdot \frac{J \cdot t}{F}.$$

3. Теория электролитического тока.

До сих пор мы останавливались только на формальной стороне явления течения электричества по электролиту; теперь мы попробуем разобраться в сущности самого явления. Обратим прежде всего внимание на то обстоятельство, что закон Джауля применим также к электролитам, как и к проводникам первого рода, и количество тепла Джауля, выделенного при прохождении тока по электролиту, эквивалентно количеству протекшего электричества. Следовательно, энергия электрического тока превращается в тепло, и на химическое явление, сопровождающее ток в жидкостях, именно, на расщепление молекулы растворенного в воде вещества, энергия тока не затрачивается. Между тем, чтобы расщепить молекулу растворенного вещества на ионы, очевидно, надо затратить весьма значительную работу. Таким образом, очевидно, не энергия электрического тока производит эту работу, а работа расщепления или электролитической диссоциации совершается за счет какого-то другого источника энергии. Из теории растворов известно, что растворенное вещество оказывает на стенки сосуда некоторое добавочное так называемое осмотическое давление. Величину этого давления, как известно, можно подсчитать для данной концентрации раствора. Если мы возьмем какой-нибудь раствор, не проводящий электрического тока, например, раствор сахара, то результат расчета вполне оправдывается на опыте; если же мы такой же расчет произведем для раствора соли или кислоты, то оказывается, что наблюдаемое осмотическое давление будет больше вычисленного на основании теоретических соображений, и для растворов малой концентрации осмотическое давление, измеренное на опыте,

окажется вдвое больше, чем вычисленное. Это обстоятельство объясняется с современной точки зрения тем, что при растворении в воде кислот и солей их молекулы расщепляются или электролитически диссоциируют на ионы, при чем, если раствор жидкий, то происходит полная диссоциация, т. е. все молекулы распадаются на ионы: молекула серной кислоты H_2SO_4 распадается на ион водорода H_2 и ион SO_4 ; молекула поваренной соли $NaCl$ распадается на ион натрия Na и ион хлора Cl и т. д.; таким образом, в растворе оказывается вдвое больше частиц ионов, чем можно было ожидать, от этого и осмотическое давление оказывается вдвое больше, чем получается из расчета. Если раствор обладает большей концентрацией, то уже не все молекулы диссоциированы, и чем больше концентрация раствора, тем относительно (относительно общего числа растворенных молекул) меньше диссоциированных молекул. При диссоциации молекулы получается два иона, один из них оказывается заряженным положительным электрическим зарядом, другой таким же, но отрицательным. Итак, на образование ионов затрачивается помимо энергии растворителя—его, так сказать, химическая энергия или средство к растворенному веществу.

Если в сосуд, который мы обыкновенно называем электролитической ванной, налит раствор соли или кислоты и введены пластинки или электроды, соединенные с полюсами батареи так, что одна пластинка заряжена положительно, а другая—отрицательно, то ионы, заряженные отрицательным электричеством, начинают притягиваться к положительно заряженной пластинке или к аноду, ионы же, заряженные положительно, притягиваются к отрицательно заряженной пластинке или к катоду. Под действием силы притяжения ионы начинают перемещаться по жидкости к соответствующим электродам и, наконец, выделяются на их поверхности, отдавая свой заряд.

Это перемещение заряженных частиц или ионов и есть электрический ток в жидкости. Мы видим, что в этом случае сама материя перемещается вместе с зарядами, при чем катионы, т. е. водород и металлы в электролите, движутся по направлению тока, а анионы—на встречу электрическому току.

Так как водород и металлы выделяются на отрицательно заряженной пластинке, то мы заключаем, что ионы водорода и металлов несут на себе положительный заряд—катионы, таким образом, заряжены положительно. Напротив, радикал соли (SO_4 , NO_3 , Cl) представляет собой отрицательно заряженный ион или анион.

Если мы вспомним, как построен атом водорода, то придем к заключению, что положительно заряженный атом водорода представляет собой собственно ядро атома, так как у водородного атома имеется только один спутник—электрон. Ион водорода состоит из двух атомов, лишенных своих электронов-спутников. Эти два электрона при электролитической диссоциации остаются при радикале, сообщая ему соответствующий отрицательный заряд.

Первый закон Фарадея показывает, что количество электричества, перенесенное ионами, пропорционально количеству вещества, выделенному на электродах. Из этого мы заключаем, что ионы данного сорта несут одинаковые заряды; так, каждый ион водорода (H_2) несет положительный заряд, измеряемый по величине количеством электричества, равным заряду двух электронов.

Второй закон утверждает, что количество любого электролита, отложившегося на электроде при прохождении данного количества электричества через раствор, по массе во столько раз больше количества водорода, выделяющегося при тех же условиях, во сколько химический эквивалент этого вещества больше единицы или химического эквивалента водорода.

Ион же данного вещества, например, ион меди (Cu), во столько раз тяжелее иона водорода (H_2), во сколько химический эквивалент меди больше единицы. Следовательно, надо заключить, что ион водорода приносит с собой к катоду столько же электричества, сколько ион меди.

Таким образом, медь при своем электролитическом отщеплении от радикала соли тоже оставила при радикале два электрона и сама несет избыток положитель-

ного заряда ядра. То же самое рассуждение относится и к другим ионам. Так, например, если мы возьмем азотную кислоту HNO_3 или азотнокислое серебро AgNO_3 : водород, электролитически отщепляясь от радикала NO_3 , отдает ему свой единственный электрон и оказывается заряженным положительным электричеством, соответственным заряду одного электрона, радикал NO_3 является анионом и обладает отрицательным зарядом в количестве одного электрона, при электролитической диссоциации азотнокислого серебра, атом серебра, отщепляясь от радикала, тоже отдает ему один электрон и делается катионом с положительным зарядом, соответственным одному электрону. Так как атомный вес серебра 107,6, то очевидно, что если грамм водорода, выделяясь на катоде, приносит 96540 кулон электричества, то при электролизе азотнокислого серебра при том же количестве электричества будет принесено количеством серебра, эквивалентным одному грамму (грамм-эквивалентом) водорода, т.е. при прохождении 96 540 кулон выделится 107,6 г серебра. Ионы в электролите движутся тем быстрее, чем больше разность потенциалов на электродах, но, вообще, благодаря большому трению, скорость движения ионов очень маленькая.

В следующей таблице приведены скорости некоторых ионов в сантиметрах в секунду при условии, что потенциал изменяется на один вольт на протяжении одного сантиметра:

H — водород	0,003263		OH — водн. ост.	0,001802
K — калий	0,000669		Cl — хлор.	0,000677
Na — натрий	0,000450		NO_3	0,000639
Li — литий	0,000346		ClO_3	0,000570

Заметим еще, что из данных, получаемых при электролизе, можно подсчитать величину заряда электрона.

В самом деле, отношение количества электричества, приносимого одним граммом водорода к катоду, к массе выделенного водорода равно, как мы видели, 96540 при измерении количества электричества в кулонах или 9654 в системе CGSM, т.е. приблизительно отношение заряда к массе:

$$\frac{e}{m} = 10^4 ;$$

но это отношение сохраняется неизменным для всякой массы выделившегося электролита, а, следовательно, и для массы одного иона водорода, при чем e будет уже заряд электрона. С другой стороны, нам известно, что грамм водорода содержит в себе приблизительно $60,6 \cdot 10^{22}$ отдельных атомов ($60,6 \cdot 10^{22}$ есть число Лошмидта), следовательно, масса атома или иона водорода в граммах равняется

$$\frac{1}{60,6 \cdot 10^{22}}, \text{ откуда заряд одного электрона —}$$

$$e = \frac{96540}{60,6 \cdot 10^{22}} \approx 16 \cdot 10^{-20} \text{ кулон.}$$

4. Поляризация электродов.

Обратим внимание на некоторые явления, имеющие место при электролизе, с которыми на практике приходится часто встречаться. Мы уже заметили, что катионы, т.е. ионы, несущие на себе положительные заряды, движутся в электролите по направлению электрического тока и, отдавая свой заряд электроду, выделяются на поверхности последнего. Если выделяющийся продукт представляет собой газ, то поверхность электрода покрывается пузырьками газа и, вследствие ничтожной его электропроводности, сопротивление в этом месте сильно возрастает, а ток ослабляется, но, кроме ослабления тока в электролите, вследствие увеличения сопротивления на поверхности электрода, ток ослабевает еще и от другой причины: положительно заряженные ионы скопляются у поверхности катода и начинают оттал-

кивать от себя ионы того же знака — катионы, т.е. в электролите получается некоторая электродвижущая сила, имеющая направление, противоположное основной электродвижущей силе внешней батареи. Обе эти причины действуют в одну и ту же сторону, и все явление называется поляризацией электродов. Все явление протекает следующим образом: если мы возьмем некоторую батарею E (рис. 148) и электролитическую ванну, через которую будем пропускать ток по направлению, указанному стрелкой, то сначала измерительный прибор покажет некоторую силу тока, которая постепенно будет падать, пока не установится некоторое динамическое равновесие; катионы направляются по направлению тока

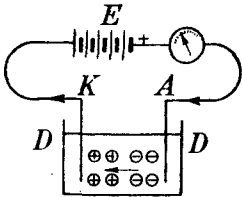


Рис. 148.

и концентрируются у катода, анионы идут навстречу току и концентрируются у анода. Продолжающие прибывать к катоду катионы встречают отталкивание сконцентрировавшихся у катода катионов и, таким образом, возникает обратная электродвижущая сила поляризации. Если после того, как явление установилось, выключить батарею E и замкнуть цепь через один гальванометр G

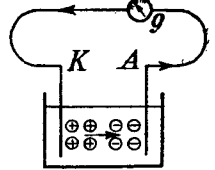


Рис. 149.

(рис. 149), ионы, под действием сохранившейся еще обратной электродвижущей силы поляризации, будут двигаться в направлении, противоположном первоначальному, и во всей цепи возникнет поляризационный ток, направление которого будет также противоположно тому току, который был вызван электродвижущей силой батареи E .

5. Теория гальванического элемента.

С точки зрения взаимодействия ионов оказалось возможным объяснить контактную разность потенциалов между металлом и жидкостью и, как результат этой разности, явление электрического тока в гальванической цепи.

Если мы опускаем цинк в раствор серной кислоты, то цинк, растворяясь в виде ионов, переходит в раствор и, так как ионы цинка заряжены положительно, то и жидкость, окружающая цинковую пластинку, оказывается заряженной положительно, сам же цинк заряжается отрицательно; но, как только в жидкости появились катионы цинка, они начинают притягиваться к отрицательно заряженному цинку и компенсируют стремление цинка переходить в раствор. Это стремление цинка переходить в раствор Нернст называет „внутренним электролитическим давлением“. Растворение цинка прекращается; однако, в растворе остается избыток частиц, заряженных положительно. Они не могут отдать своего заряда отрицательно заряженному цинку, вследствие установившегося равновесия между силами внутреннего электролитического давления и электрического притяжения; но, если в раствор ввести проводящую (например, мелкую) пластинку, которая не растворяется в серной кислоте, и соединить ее проволокой с цинком, то катионы будут отдавать свой положительный заряд проводящей пластинке, откуда он направится вновь к отрицательно заряженному цинку. Переход катионов цинка в раствор будет продолжаться, а во внешней цепи будет идти электрический ток от меди к цинку.

Можно было бы ожидать, что катионы цинка, отдавая свой заряд медной пластинке, сами в виде цинка будут выделяться на медной пластинке, но, на самом деле, в растворе серной кислоты катионы цинка вытесняют из молекулы H_2NO_4 водород, становясь на его место, и мы получаем молекулу цинкового купороса $ZnNO_4$, а освобожденный катион водорода выделяется на медной пластинке, вызывая, как и при электролизе, явление поляризации электрода. Вследствие этой поляризации, простейший элемент Вольты (цинк, серная кислота, медь) в начале действия дает некоторую разность потенциалов, которая затем быстро падает. Такой элемент

с непостоянной электродвижущей силой на практике неудобен, и для практических целей надо найти способы построить неполяризующийся элемент или уметь уничтожать поляризацию электродов, т.е., как говорят, найти способ деполяризации элемента.

6. Устройство гальванических элементов.

Главной задачей построения технически пригодного элемента является деполяризация электродов. Элемент Вольты в этом отношении совершенно непригоден и в технике не употребляется, так как, чтобы деполяризовать его, т.е. освободить от аклюдирированного водорода мелную пластинку, необходимо механически ее очистить и тотчас, с началом действия элемента, поляризация восстанавливается.

Мы укажем на устройство трех наиболее употребительных элементов, удовлетворяющих условию автохимической деполяризации:

1) Элемент Даниэля. Особенность этого элемента заключается в том, что в нем имеются две жидкости — раствор серной кислоты и раствор медного купороса (CuSO_4). Раствор серной кислоты наливается в сосуд из пористой глины (рис. 150) и в него погружается цинковая пластинка. Весь глиняный сосуд погружается в стеклянный сосуд, наполненный раствором медного купороса, в который помещается медная пластинка.

При замыкании внешней цепи цинк растворяется в серной кислоте; его ионы вытесняют водородные ионы из молекул серной кислоты, и последние диффундируют через стенки пористого сосуда, пройдя через пористую стенку, катионы водорода встречают молекулы медного купороса, вытесняют ионы меди, образуя с радикалом SO_4 молекулы серной кислоты, а свободные катионы меди выделяются в виде совершенно чистой (электролитической) меди на поверхности медной пластинки. Таким образом, вместо водорода на меди выделяется чистейшая медь и увеличения сопротивления элемента, вследствие поляризации, не происходит.

Элемент Даниэля дает весьма постоянную электродвижущую силу $v = 1,1$ вольт. При действии элемента Даниэля:

а) растворяется цинк, б) серная кислота постепенно превращается в цинковый купорос, в) медный купорос превращается в серную кислоту и д) происходит утолщение медной пластинки.

2) Элемент Гренэ. В элементе Гренэ отрицательным полюсом служит также цинк, а положительным — пластинка угля. Замена меди углем не играет существенной роли, так как электродвижущая сила возникает, главным образом, на границе жидкости и цинка. Жидкостью в элементе служит раствор серной кислоты, к которой прибавляется двуххромокислый кали, окисляющий водород, выделяющийся на пластинках ($v = 2$ вольт).

3) Элемент Лекланше. Полюсами элемента служит цинк и угольная пластинка. Жидкостью является 15% раствор нашатыря (хлористого аммония); для деполяризации, т.е. для окисления выделяющегося водорода, угольная пластинка покрывается перекисью марганца, который и окисляет выделяющийся на угле водород, но так как перекись марганца — твердое тело, то окисление водорода идет медленно; поэтому элемент употребляется в таких установках, в которых током пользуются короткое время, и затем цепь на длинный промежуток времени остается разомкнутой. Этим условиям вполне удовлетворяют звонковые установки, в которых элементы Лекланше употребляются и до последнего времени.

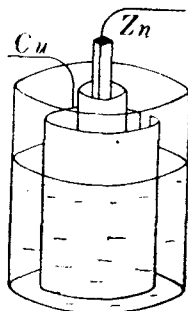


Рис. 150.

7. Местные токи.

По теории Нернста, объясняющей действие гальванического элемента, растворение цинка, погруженного в раствор серной кислоты, прекращается тотчас по установлении равновесия между силами внутреннего электролитического давления

и силами притяжения катионов цинка к отрицательно заряженной пластинке. Такое равновесие наступает почти мгновенно и надо было бы ожидать, что цинк, погруженный в раствор серной кислоты, почти не растворяется. Между тем, известно, что если опустить обыкновенный продажный цинк в раствор серной кислоты, то он непрерывно растворяется, при чем его ионы вытесняют водород из молекул серной кислоты, при чем получается цинковый купорос, а свободный водород выделяется пузырьками.

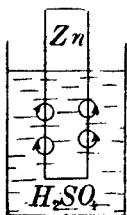


Рис. 151.

Описанным явлением часто пользуются для получения водорода. Явление непрерывного растворения цинка и выделения водорода объясняется тем, что поверхность цинка не однородна и часто в цинк вкраплены другие металлы (рис. 151) или окислы самого цинка, не обладающие уже внутренним электролитическим давлением. В таком случае, в этом именно месте и выделяются катионы водорода, вытесняющие катионы цинка, а чистая поверхность цинка продолжает в виде новых катионов переходить в раствор. Мы получаем в каждом месте неоднородности металла как бы самостоятельный гальванический элемент, и в каждом таком месте возникает местный ток. Чтобы

избавиться от этих местных токов, необходимо поверхность металла, соприкасающуюся с раствором серной кислоты, сделать совершенно однородной; это достигается тем, что цинк покрывают слоем амальгамы цинка. Такая пластинка, служа отрицательным полюсом гальванического элемента, растворяется только во время действия элемента. Когда же цепь разомкнута, то ни растворения цинка, ни выделения водорода не замечается.

8 Аккумулятор.

В гальваническом элементе энергия химической природы превращается в энергию электрического тока, но применение в технике батарей, составленных из гальванических элементов, в настоящее время крайне ограничено и такие батареи употребляются только в мелких установках.

Однако, существует один тип элементов, которые в технике играют громадную роль и употребляются и в больших установках — это так называемые аккумуляторы. Особенность элемента-аккумулятора заключается в том, что израсходованная химическая энергия, служащая источником электрического тока, восстанавливается из запаса энергии электрического тока, получаемого от какого-нибудь внешнего источника (главным образом, конечно, от динамо-машины).

В принципе устройство аккумуляторов основывается на явлении поляризации электродов.

В настоящее время мы имеем два типа аккумуляторов: а) кислотные и б) щелочные аккумуляторы Эдиссона, вытесняющие мало-помалу, благодаря своим несомненным преимуществам, более старые — кислотные.

Кислотный аккумулятор Плате состоит из двух свинцовых (Pb) пластинок, погруженных в раствор серной кислоты (рис. 152). Если через такую электролитическую ванну пропускать электрический ток от батареи *E*, то на свинцовом катоде *K* будет выделяться водород, а на свинцовом аноде *A* — кислород, который окисляет поверхность свинцовой пластинки сперва в окись, а затем в перекись свинца (PbO₂). Если по прошествии некоторого времени прекратить пропускание тока, или так называемую зарядку от батареи *E*, то наш аккумулятор будет представлять собою гальванический элемент, при чем пластинка *K*, на которой выделялся водород и которая сохранила чистую свинцовую поверхность, будет служить его отрицательным полюсом, а пластинка *A*, покрытая перекисью свинца, будет положительным полюсом элемента. Если мы теперь замкнем внешнюю цепь, удалив из нее батарею *E*, то по внешней цепи потечет электрический ток

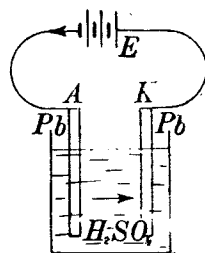
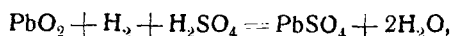
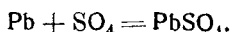


Рис. 152.

от K к A , а внутри элемента от A , к K , т.е. навстречу тому току, который мы пропускали от батареи E , заряжая наш аккумулятор; при этом ионы водорода H_2 движутся по направлению тока, т.е. внутри аккумулятора от K к A и, выделяясь на слое перекиси свинца в присутствии серной кислоты, превращают поверхность пластинки в серноокислый свинец по уравнению:

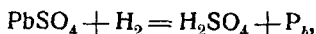


а группа SO_4 , выделяясь на чистой свинцовой пластинке K , также дает в соединении со свинцом серноокислый свинец:

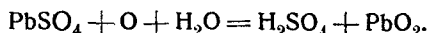


Таким образом, обе свинцовые пластинки равномерно покрываются одним и тем же веществом, и наш аккумулятор перестает служить источником электрического тока — аккумулятор разрядился. Но мы, пропуская вновь электрический ток от внешней батареи, можем восстановить его электродвижущую силу.

Заметим, что теперь обе свинцовые пластинки покрыты серноокислым свинцом. Если ток будет идти, как и в первый раз, внутри аккумулятора от пластинки A к пластинке K , то на K будут выделяться ионы водорода и серноокислый свинец будет превращаться в металлический свинец и серную кислоту по уравнению:



а на пластинке A будет выделяться кислород O , при чем в присутствии воды серноокислый свинец будет переходить в перекись свинца и будет получаться серная кислота по уравнению:



Вновь пластинка K делается чисто металлической, а пластинка A покрывается перекисью свинца и наш аккумулятор вновь заряжен и может действовать, как гальванический элемент. При гладких свинцовых пластинках, при первой зарядке, в реакции окисления принимает участие только небольшая масса свинца, и мы можем запастись небольшим количеством энергии, превращающейся затем в электрический ток; но при многократном зарядке и разрядке, или так называемой формовке аккумулятора, деятельный слой мало-по-малу утолщается до 1 мм и аккумулятор приобретает, как говорят, большую емкость.

Чтобы сделать деятельный слой по возможности большим, в положительной пластинке A делают ряд канавок и выемок, придавая ей форму, изображенную на рис. 153.

Пластинку же K делают решетчатой или коробчатой (рис. 154) и набивают такой электрод окисью свинца PbO , который затем при первой формовке превращается в свинец.

Отметим, что при зарядке аккумуляторов кон-центрация серной кислоты увеличивается вследствие появления новых молекул H_2SO_4 , а при разрядке, напротив, вследствие образования молекул воды, концентрация раствора уменьшается.

При зарядке кислотного свинцового аккумулятора, его электродвижущая сила сначала быстро повышается до 2,1 вольт, потом долгое время остается на этой высоте и к концу зарядки повышается до 2,7 вольт, при этом начинается бурное выделение газов (как говорят, аккумуляторы начинают кипеть), и дальнейшее пропускание тока или зарядка делаются бесполезными.

При разрядке электродвижущая сила аккумулятора быстро падает с 2,7 вольт до 2 вольт, долгое время держится на этом уровне и затем начинает падать ниже

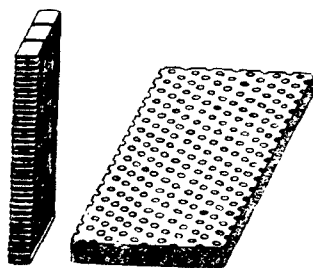


Рис. 153.

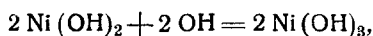
Рис. 154.

двух вольт. Разряжение не следует вести ниже 1,85 вольт, иначе аккумулятор быстро разрушается.

Свинцовые кислотные аккумуляторы имеют очень широкое распространение, как легко переносные источники электрического тока; батареи аккумуляторов употребляются, так же как и стационарные установки, на станциях, где ими пользуются для того, чтобы иметь возможность, не прекращая подачи тока потребителям, останавливать на время динамо-машины.

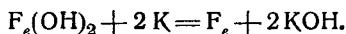
Свинцовые аккумуляторы имеют два существенных недостатка: это их большой вес и малая прочность пластин с активным слоем.

В последнее время свинцовый кислотный аккумулятор вытесняется изобретенным Эдиссоном легким и прочным щелочным аккумулятором. Действующими пластинками в щелочном аккумуляторе являются железные и никкелевые пластинки, а электролитом служит раствор едкого кали (KOH). Положительный электрод в разряженном состоянии состоит из водной окиси никкеля ($Ni(OH)_2$), а отрицательный—из водной окиси железа ($Fe(OH)_2$). При зарядке на положительном электроде выделяются ионы OH и реакция идет по уравнению:



т.е. получается высший окисл.

У отрицательной пластинки выделяется калий и реакция идет по уравнению:



Таким образом, в заряженном состоянии отрицательная пластинка состоит из чистого железа, а положительная—из высшей водной окиси никкеля.

При разрядке реакция идет в обратном порядке.

Аккумулятор Эдиссона дает после зарядки всего 1,45 вольт, но преимущества его прочности и легкости, а также и то обстоятельство, что щелочный аккумулятор можно разряжать до предела, и при этом аккумулятор не портится, дают ему преимущества перед свинцовым аккумулятором.

9. Некоторые технические приложения электролиза.

1) Общеизвестно применение электролиза для покрытия одного металла другим. Обычно приходится металл, легко окисляющийся, например, латунь или медь, покрывать более стойким, как, например, никкелем или золотом. Эта операция гальваностегии производится следующим образом: обрабатываемый предмет погружают в электролитическую ванну с раствором соли металла, которым хотят покрыть предмет; обрабатываемый предмет делают катодом, в качестве анода, в случае никкелирования, помещают пластинку из никкеля, чтобы при электролизе и выделении никкеля поддерживалась постоянная концентрация раствора: при пропускании тока обрабатываемый предмет медленно вращают и он, служа катодом, покрывается равномерно металлом, выделяемым из электролита.

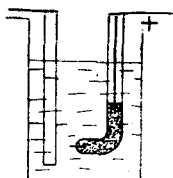


Рис. 155.

2) Для получения металлической копии какого-нибудь выпуклого изображения, снимают форму данного изображения воском или парафином, затем покрывают форму графитом, чтобы сообщить ей проводимость, и, присоединив форму к катоду батареи, погружают ее в электролитическую ванну; при пропускании в течение долгого времени несильного тока выделяется на поверхности формы прочный слой металла, давая во всех подробностях копию выпуклого изображения.

3) Явлением электролиза воспользовался Венельт для устройства прерывателя постоянного тока: в раствор серной кислоты (рис. 155) погружается стеклянная трубка с впаянной платиновой проволочкой; в трубку со ртутью вводится проволока, соединенная с положительным полюсом батареи, отрицательный полюс батареи сое-

двигают с большой свинцовой пластинкой, опускаемой в электролитическую ванну. Как только возникнет ток, на конце платиновой проволоочки появляется пузырек газа, и ток прекращается; в следующий момент пузырек срывается и ток возобновляется и тотчас же опять прерывается; при электродвижущей силе в 100 вольт можно иметь больше тысячи перерывов в секунду. Прерыватель Венельта часто употребляется при действии индукционной спирали Румкорфа.

4) В электрометаллургии электролизом пользуются для получения чистых металлов, при чем соли металлов переводятся сначала в раствор или, как это имеет место при получении металлического алюминия, руда металла расплавляется вольтовой дугой и затем расплавленная масса подвергается электролизу.

5) Электролитический выпрямитель. Часто в городах, в которых имеется переменный ток, приходится его выпрямлять, т.е. получать ток хотя и не постоянной силы, но постоянного направления. Так, например, это совершенно необходимо при зарядке аккумуляторов. Выпрямления можно достигнуть помощью электролитического выпрямителя. Оказывается, если пропускать электрический ток через раствор квасцов или двууглекислой соды и сделать анод электролитической ванны из алюминиевой пластинки, то выделяющийся на ней кислород образует слой окиси и ток прекращается; напротив, если алюминий служит катодом, то ток проходит и в присутствии слоя окиси. Если в электролитической ванне с раствором двууглекислой соды или квасцов один электрод сделать железным, а другой алюминиевым, и соединить пластинки с борнами батареи переменного тока, то через ванну будет идти ток только от железа к алюминию, обратный же ток будет задерживаться слоем окиси на поверхности алюминия. Таким образом, алюминиевый выпрямитель действует подобно детектору (рис. 156). Чтобы использовать весь переменный ток, Грег предложил систему алюминиевых выпрямителей, соединенных по схеме, изображенной на рисунке. Очевидно, что если точки *M* и *N* цепи включить в цепь переменного тока, то по проводнику *PQ* ток будет все время идти по одному направлению от *P* к *Q*.

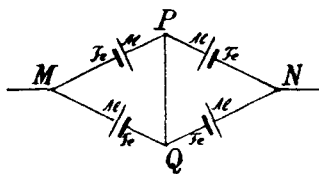


Рис. 156.

ГЛАВА X.

Ток в газах.

1. Катодные лучи.

Газы при обычных условиях температуры и давления, как известно, являются непроводниками электрического тока, но целый ряд внешних причин, действуя на газ, может сделать его электропроводным. Так, газ, нагретый до высокой температуры, например, в пламени Бунзеновской горелки, оказывается уже проводником электричества; газ, помещенный в стеклянную трубку под низким давлением, также проводит электрический ток, при чем прохождение тока сопровождается свечением газа, называемым Гейслеровым свечением. Характер свечения зависит от давления газа, а также от химической природы газа: каждый газ при этой электролюминисценции дает своеобразный линейчатый спектр. Кроме указанных причин, еще целый ряд других агентов сообщает газу электропроводность.

Нам предстоит выяснить вопрос, какова природа возникающей электропроводности, типа электропроводности в металлах, где материя не перемещается вместе с зарядами, или типа электролитической электропроводности, где электричество перемещается вместе с материей ионов. Естественно предположить, что электропро-

водность газа имеет ту же природу, как и электропроводность жидкостей, но в качестве анионов, т.е. частиц, заряженных отрицательным электричеством, мы имеем в газе свободные электроны, не связанные с материей, катионами же газа являются частицы газа, от которых оторван электрон, и эти частицы, таким образом, получили положительный заряд.

Простейшее явление электрического тока в газе имеет место, когда давление газа в трубке, по которой проходит ток, весьма мало. При этом еще Плюккером в 1859 году было замечено, что при прохождении тока по газу в трубке светится не только газ, но и стенка стеклянной трубки против катода; стекло светится (флуоресцирует) характерным зеленовато-желтым цветом. Крукс более подробно исследовал это явление и выяснил, что при очень низком давлении и значительной разности потенциалов между анодом и катодом, от последнего распространяется луч, названный катодным, направление которого перпендикулярно к поверхности катода и не зависит от положения анода.

Если сделать плоский (рис. 157) катод, то катодный луч распространяется параллельным пучком, если же катод сделать сферически вогнутым (рис. 158), то пучок идет сначала сходящийся, сходится в одной точке и далее идет расходящимся.

Катодный луч сильно поглощается твердыми телами и может быть выпущен из Круксовой трубки только через листок алюминия, толщиной 0,003 мм, но и газы сильно поглощают катодный луч, так что его действие по выходе из Круксовой трубки в атмосферный воздух может быть наблюдаемо, как показал Ленар, при атмосферном давлении лишь на расстоянии немногих сантиметров; напротив, в пустоте катодный луч не встречает препятствия своему распространению. Катодный

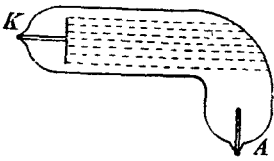


Рис. 157.

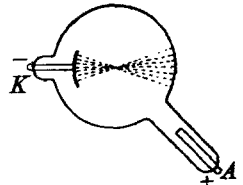


Рис. 158.

луч сам невидим, т.е., если он и достиг органа зрения, то поглощается нацело роговицей и не достигает чувствующих частей глаза. Ход же луча мы можем видеть по той флуоресценции газа, которую он вызывает, распространяясь по остаткам газа в Круксовой трубке, и по флуоресценции частей стеклянной трубки, на которые он падает.

Если на пути катодного луча, внутри трубки, мы поместим какой-нибудь предмет, то предмет этот, при распространении катодного луча, поглотит те лучи, которые на него падают, и на флуоресцирующей стенке трубки мы увидим резко ограниченную тень предмета. Это обстоятельство доказывает нам, что катодный луч распространяется прямолинейно.

Если мы на пути сходящегося пучка катодных лучей поместим тонкую платиновую пластинку, то она в месте падения луча нагреется до белого каления — это показывает нам, что энергия катодного луча непосредственно обращается в тепловую энергию.

Легко подвижный предмет, помещенный на пути катодного луча внутри трубки, начинает перемещаться, таким образом, мы видим, что энергия его превращается в кинетическую энергию движения тела.

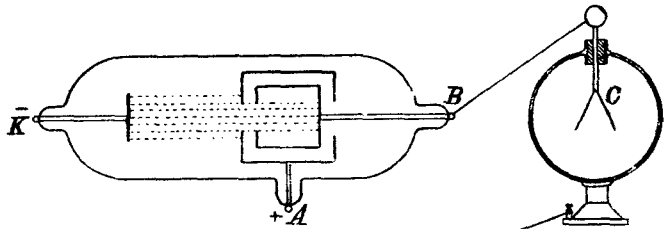


Рис. 159.

Пэррен показал, что катодный луч несет с собой отрицательный заряд, если внутри Круксовой трубки (рис. 159) поместить цилиндр Фарадея, связанный с элек-

троскопом, то при падении катодного луча на цилиндр, листочки электроскопа будут расходиться, обнаруживая присутствие отрицательного заряда; это обстоятельство доказывает справедливость предположения, высказанного еще Круксом, что катодный луч представляет собою поток отрицательно заряженных частиц или, с современной точки зрения, — поток электронов. Электроны в Круксовой трубке срываются с катода, под действием электрических сил поля катода приобретают громадные скорости и далее уже не следуют направлению силовых линий поля, а несутся прямолинейно по инерции.

Однако, если на пути потока электронов или катодного луча будет образовано электрическое поле перпендикулярно к направлению катодного луча, то направление луча под действием этого поля изменится. Так, если в Круксовой трубке (рис. 160) при помощи экрана *B* выделить тонкий пучок катодных лучей, который будет проходить между пластинками конденсатора A_1 и A_2 , то луч будет уклоняться в сторону положительно заряженной пластинки.

Если напряжение поля между пластинками конденсатора E , а заряд электрона e , то сила, с которой поле конденсатора будет действовать на электрон массы m , будет:

$$F = m \cdot a = e \cdot E,$$

где a — то ускорение, которое электрон получит в направлении поля. Отсюда:

$$a = \frac{eE}{m}.$$

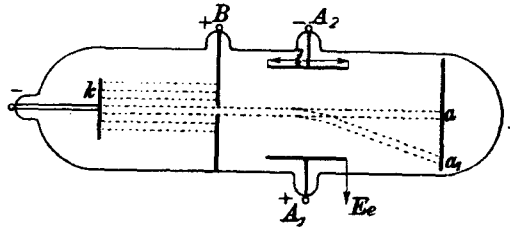


Рис. 160.

Сила F действует на электрон в тот промежуток времени, в течение которого электрон проходит путь l мимо пластинки конденсатора, если скорость движения электрона слева направо есть v , то:

$$l = v \cdot t \quad \text{и} \quad t = \frac{l}{v};$$

в течение того же времени электрон пройдет равномерно ускоренно с ускорением a путь s по направлению поля конденсатора, при чем

$$s = \frac{at^2}{2} = \frac{eE}{m} \cdot \frac{l^2}{2v^2}, \quad \text{откуда} \quad \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v^2} = \frac{2s}{El^2} \dots \dots \dots (1)$$

Очевидно, что электрон, проходя в поле конденсатора, будет двигаться по параболе, так как слева направо электрон движется равномерно, а сверху вниз — равномерно ускоренно.

Величина s может быть определена по смещению флуоресцирующего пятна на экране, напряжение поля может быть также определено, и размер конденсатора получается из непосредственного измерения. Таким образом, в последнем выражении неизвестными остаются две величины: $\frac{e}{m}$ — отношение заряда к массе электрона и v — скорость электрона или, другими словами, скорость распространения катодного луча в трубке.

Если перпендикулярно к катодному лучу мы образуем магнитное поле, то луч будет отклоняться, притом так, как смещался бы в данном магнитном поле электрический ток, текущий навстречу катодному лучу. Вспомним, что электрический ток по проводнику мы себе представляем, как перемещение электронов, и за направление тока принимаем направление навстречу перемещающимся электронам. Таким образом, отклонение катодного луча в магнитном поле удовлетворяет тем же правилам, которым удовлетворяет и перемещение тока в магнитном поле; только для определения направления перемещения катодного луча, применяя правило трех пальцев

левой руки, надо помнить, что третий палец надо направлять навстречу катодному лучу.

Чтобы, воспользовавшись явлением отклонения катодного луча в магнитном и электростатическом поле, определить скорость движения электронов в луче и отношение заряда к массе электрона, сделаем некоторое отступление и выведем так называемую формулу Лоренца, определяющую величину силы, действующей на электрический заряд e , движущийся в магнитном поле.

Мы будем исходить из формулы Био и Савара. Известно, что сила F , с которой элемент тока J действует на магнитный полюс m , равна:

$$F = \frac{mJ\Delta l}{r^2} \cdot \sin(J, r).$$

Заменяем в этой формуле J через $\frac{e}{t}$, а Δl заменим выражением $v \cdot t$, где v — скорость перемещения электричества, а t — время, в течение которого количество электричества протекло элемент проводника Δl ; тогда

$$F = \frac{m \cdot e \cdot v}{r^2} \cdot \sin(v, r).$$

Если количество электричества e будет измерено в электростатической мере, то в знаменателе формулы появится множитель $c = 3 \cdot 10^{10}$:

$$F = \frac{me}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \cdot \sin(v, r).$$

Если с такой силой действует элемент электрического тока на магнитный полюс, то магнитный полюс действует на тот же элемент тока с силой:

$$F = - \frac{me}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \cdot \sin(v, r).$$

В эту формулу можно ввести выражение магнитной индукции $B = \mu M = \frac{m}{r^2}$, откуда

$$F = - e \frac{v}{c} \cdot \mu \cdot M \cdot \sin(v, M).$$

Элемент Δl тока $J = \frac{e}{t}$ эквивалентен заряду e , движущемуся со скоростью $v = \frac{\Delta l}{t}$.

Таким образом, на заряд e , движущийся в магнитном поле, действует сила, величина которой представлена последней формулой. Заметим, что на заряд e действует только электрическая сила, следовательно, при движении заряда в магнитном поле возникает напряжение электрического поля $E = \frac{F}{e}$ и величина этого напряжения:

$$E = - \frac{v}{c} \cdot \mu \cdot M \cdot \sin(v, M).$$

$\{(vM), (vr)$ и $(Jr)\}$ — разные обозначения одного и того же угла. Направление этого напряжения определяется правилом трех пальцев левой руки, при чем указательный палец направляется по направлению магнитного поля, третий указывает направление перемещения положительного заряда, а первый палец указывает направление напряжения E или силы, действующей на заряд e .

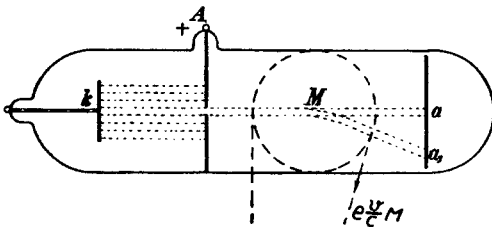


Рис. 161.

Предположим, что перпендикулярно к катодному лучу (рис. 161) и перпендикулярно к плоскости чертежа возбуждено магнитное поле, напряжение которого равно M . Катодный луч отклонится от прямолинейного пути, так как на каждый

электрон перпендикулярно к направлению его движения будет действовать сила $F = e \frac{v}{c} M$; так как направление действующей силы F остается перпендикулярным к направлению движения, то электрон будет двигаться по дуге окружности с центростремительным ускорением $\frac{v^2}{r}$, где r — радиус дуги окружности. Следовательно, силу F можно рассматривать, как центростремительную силу $\frac{mv^2}{r}$, откуда:

$$e \cdot \frac{v}{c} \cdot M = \frac{mv^2}{r} \quad \text{или} \quad \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} = \frac{c}{rM} \dots \dots \dots (2)$$

В правой части мы имеем величины, доступные измерению, а в левой — опять неизвестные $\frac{e}{m}$ — отношения заряда к массе электрона и скорость его. Из уравнений (1) на стр. 91 и последнего уравнения, зная величины s , E , e , r и M (так как c известно), мы можем каждый раз, измеряя отклонение катодного луча в электростатическом и в магнитном поле, определить скорость движения электрона v и отношение его заряда к массе $\frac{e}{m}$.

Скорости электронов могут иметь весьма разнообразные значения, при чем верхний предел скорости электрона — порядка скорости света; но можно иметь и весьма медленные катодные лучи в трубках особого устройства, о чем будет сказано ниже. Что же касается до отношения заряда к массе, то во всех случаях эта величина оказалась одной и той же:

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ CGSM};$$

из этого следует, что электроны, отрывающиеся от различных катодов, оказываются совершенно одинаковыми, а скорость их в катодном луче зависит от той электродвижущей силы, действию которой они подверглись.

Вторичные катодные лучи. Электроны, оторвавшись от катода и получив громадную скорость, на пути своем в Круксовой трубке встречают остатки газа; ударяясь об его атомы, электроны или заставляют светиться эти частицы, или вышибают из атомов новые электроны, которые также начинают двигаться, образуя вторичные катодные лучи; но так как они возникли уже не у поверхности катода, где поле весьма интенсивно и направлено перпендикулярно к поверхности катода, то скорость вторичных катодных лучей может быть значительно меньше, и направление их уже не перпендикулярно к поверхности катода. Отделение электрона от атома есть не что иное, как ионизация газа, следовательно, катодные лучи также служат ионизатором газовых частиц.

Медленные катодные лучи. Если в Круксовой трубке катодная металлическая пластинка находится при обычных условиях температуры, то требуется весьма значительная электровозбудительная сила, чтобы возник катодный луч, и скорость его распространения в этих условиях весьма велика, но существует ряд агентов, которые как бы облегчают отрыв электронов от поверхности катода. Прежде всего, если катодная пластинка нагрета до высокой температуры (до красного каления и выше), то уже ничтожной электродвижущей силы достаточно, чтобы катодная пластинка теряла свой отрицательный заряд, который и будет распространяться в виде катодного луча. В особенности этим свойством обладают нартые соли земных металлов. Венельт построил катодные трубки, в которых катод представляет собою платиновую пластинку, на которой помещена капелька соли земного металла. Пропуская ток от специальной батареи через пластинку катода, доводят ее до белого каления, и тогда ста вольт уже достаточно, чтобы возник катодный луч. Скорость распространения такого луча сравнительно очень невелика, и наблюдаемые отклонения луча в электрическом и магнитном поле соответственно очень велики.

Другой агент, облегчающий отрыв катодного луча от поверхности катода—это ультрафиолетовый свет. Впервые профессор Московского Университета А. Г. Столетов заметил, что металлическая пластинка быстро теряет свой отрицательный заряд при обычных атмосферных условиях, если осветить ее фиолетовой частью спектра. Впоследствии подобное же явление наблюдали в катодной трубке, катод которой мог освещаться фиолетовым светом.

2. Анодные лучи.

В явлении электролитического тока, в электролите перемещаются как положительно заряженные частицы (катионы), так и отрицательно заряженные (анионы). В явлении катодного луча мы видели, что отрицательные заряды (электроны) отрываются от катода, на своем пути встречают остаток газа и разбивают его атомы на электроны и частицы материи, заряженные положительным зарядом. Эти положительно заряженные частицы начинают перемещаться по направлению поля, т.-е. к катоду; однако, заметить их присутствие в том же пространстве, в котором распространяется и катодный луч, первоначально не удавалось, так как эффект люминисценции, вызываемый катодными лучами, настолько ярок, что совершенно скрывает слабый эффект люминисценции, даваемый потоком положительно заряженных частиц или анодным лучом.

Впервые анодные лучи наблюдал Гольдштейн, сделав в катode Круксовой трубки несколько отверстий (рис. 162). Положительно заряженные частицы, получающиеся на пути катодного луча, движутся ускоренно под действием поля по направлению к катоду и, подходя к нему, приобретают уже громадные скорости; если такая частица встретит пластинку катода, то, ударившись об него, отдает свой заряд катоду, но те частицы, которые попадут на отверстие в катode, проскочат через него и будут двигаться в закатодном пространстве. Эти анодные лучи так же, как катодные, вызывают люминисценцию газа и стекла, но отличающуюся по своему характеру от катодной люминисценции.

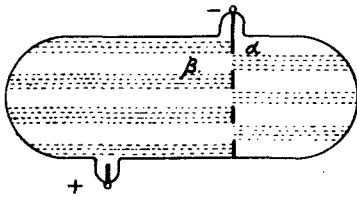


Рис. 162.

Анодные лучи отклоняются в электрическом и магнитном поле, но, так как они являются носителями положительного заряда, отклонение их противоположно отклонению катодного луча.

Точно так же, как для катодных частиц или электронов, для положительно заряженных частиц можно из отклонения в электрическом и магнитном поле определить скорость их распространения и отношение заряда к массе частицы. Скорость получается значительно меньшая, чем для катодных частиц, что объясняется большой массой положительно заряженных частиц. Отклонение же заряда к массе получилось приблизительно $\frac{e}{m} = 10^4$, т.-е. близкое к значению $\frac{e}{m}$ для иона водорода в электролизе.

Впоследствии Герке удалось получить анодные частицы из различных газов, наполнявших при ничтожном давлении катодно-анодную трубку, а также анодные лучи из материала анода, при этом анод делался из смеси иодистой соли какого-нибудь металла с прибавлением для электропроводности угольного порошка. При высоком напряжении в 4000 вольт от анода исходит ярко флуоресцирующий анодный луч, обнаруживающий спектр металла, помещенного на аноде.

Во всех случаях отношение заряда к массе, определенное из опытов с отклонением луча в электрическом и магнитном поле, умноженное на химический эквивалент, дает число близкое к 10^4 , что показывает, что заряд всех анодных частиц одинаков и равен заряду иона водорода, т.-е. какова бы ни была природа анодной частицы—она несет на себе одинаковый положительный заряд.

Итак, катодные лучи представляют собой потоки отрицательно заряженных частиц или электронов, которые материальной массой не обладают—их масса особого рода: она вычисляется на том основании, что несущийся электрон обладает электромагнитной энергией E , но так как он обладает скоростью v , то можно его энергию рассматривать, как кинетическую энергию $\frac{mv^2}{2}$; следовательно:

$$E = \frac{mv^2}{2},$$

а так как энергия E может быть вычислена точно так же, как и скорость, то получается некоторое определенное значение для m , которое носит название электромагнитной массы электрона.

Анодные лучи также представляют собой поток частиц, но это—настоящие ионы или, лучше сказать, катионы, ибо это—материальные частицы, заряженные, как и электролитические катионы, положительным электричеством.

3. Лучи Рентгена.

Самым замечательным явлением, вызываемым катодным потоком, надо считать появление совершенно нового излучения в том месте, где катодный луч ударяется в твердое тело. Это явление было открыто в 1895 году Рентгеном (в Вюрцбурге). Исследуя явление катодных лучей, Рентген заметил, что из Круксовой трубки получается особого рода лучи, которые не будучи видимы глазом, вызывают флуоресценцию экрана, покрытого платиново-синеродистым барием; все тела в большей или меньшей степени прозрачны для этих лучей и, как общее правило, можно сказать, что поглощение лучей пропорционально плотности поглощающего вещества.

Если между источником Рентгеновых лучей и флуоресцирующим экраном поместить какой-нибудь предмет, то на экране получится теневое его изображение, при чем наиболее темные места теневого изображения будут соответствовать наибольшей массе, которую пронизал пучок лучей. Так если поместить между трубкой и экраном руку, то мы увидим темную тень от скелета руки и более слабую от мягких частей. Если в мягких частях или даже в кости имеется какое-нибудь металлическое инородное тело, пуля, иголка и т. д., то на экране мы увидим тень этого предмета наиболее темной, так как плотность его больше плотности мягких частей и кости.

Кроме действия на флуоресцирующий экран, Рентгеновы лучи, проходя по газу, сильно его ионизуют и действуют на фотографическую пластинку точно так же, как и световые, и, если мы вместо флуоресцирующего экрана поместим фотографическую пластинку, хотя бы завернутую в черную бумагу, или помещенную в деревянной кассете, то увидим на ней, после проявления, негативное изображение того, что мы видели на экране.

Возможность при помощи Рентгеновых лучей изучать строение скелета живого человека, а также открывать присутствие различных инородных тел в организме, а также и некоторые изменения в самом организме, дало широкое распространение Рентгеновым лучам и способствовало развитию высокой техники получения и использования этого агента. В настоящее время и в технике начинают применять рентгенографическое исследование при изучении литья и других твердых тел. Оказалось возможным, не разрушая тело, находить присутствие в нем пустот (раковин) или других дефектов. Рентгеновы лучи употребляются также при исследовании структуры кристаллов, как было указано это в первой части курса.

Для получения особенно интенсивного излучения, надо, чтобы катодный пучок падал на металлическую пластинку, сделанную из платины или другого стойкого металла. Катод k обычно делается вогнутым (рис. 163), так чтобы катодные лучи, исходящие от катода, концентрировались в одной точке на поверхности антикатода (Ant), помещенной в центре стеклянного шара Рентгеновской трубки. Эта точка R и служит источником Рентгеновых лучей.

Чем меньше остатков газа в Рентгеновской трубке, тем большую электродвижущую силу надо, чтобы вызвать появление катодного луча, и тем быстрее движенье электронов в катодном луче. Вместе с тем Рентгеновы лучи делаются все более и более проникающими или жесткими и. Лучи, слабо проникающие, называются мягкими.

Если рентгенограмма кисти руки, например, сделана при помощи мягких лучей, то скелет руки сильно поглощает излучение по сравнению с мягкими частями, и на

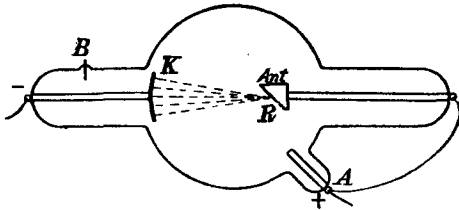


Рис. 163.

рентгенограмме мы получаем очень контрастное изображение скелета. Если, наоборот, лучи были жесткие, то они одинаково легко проходят через плотные кости и менее плотные мягкие части руки, и изображение получается гораздо менее контрастное.

Сами Рентгеновы лучи не вызывают флуоресценции стекла трубки, но при своем распространении от антикатода они встречают атомы остатков газа, разбивают

или ионизуют эти атомы и, таким образом, получают вторичные катодные лучи, вызывающие яркую флуоресценцию стенок трубки. Ионы же, несущие положительные заряды, притягиваются к отрицательно заряженным частям поверхности трубки, остатков газа в трубке делается все меньше и меньше и Рентгеновы лучи вместе с тем делаются все жестче. Чтобы трубку, дающую слишком жесткие лучи, смягчить, надо впустить в трубку ничтожное количество газа. Устройство одного из простейших мягчителей заключается в том, что в трубку впаивают проволочку *B* из палладия. Если нагреть эту проволочку, то газ диффундирует в ничтожном количестве сквозь нагретый палладий.

В настоящее время наиболее совершенной Рентгеновской трубкой является трубка Кулиджа. Вакуум в трубке Кулиджа доводится до доступного предела, и для получения катодного луча потребовалась бы чрезвычайно высокая электродвижущая сила, параллельно чему получилось бы слишком жесткое излучение. Чтобы регулировать качество лучей и получать катодный пучок уже при небольшой, сравнительно, электродвижущей силе, катод раскаливается добавочной батареей и приобретает способность и в полной пустоте эмиттировать (выбрасывать) катодный луч или электронный поток при небольшой электродвижущей силе.

В зависимости от температуры накала получится та или другая жесткость Рентгеновых лучей. Заметим, что, так как в трубке Кулиджа остается совсем незначительное количество газа, то вторичные катодные лучи не падают на стекло трубки, а возвращаются к антикатоду, и во время действия стенки трубки не флуоресцируют.

Природа самого явления первоначально казалась загадочной и отличной и от светового излучения и от катодных и анодных лучей. Поэтому лучи Рентгена получили название *X*-лучей, и это название и до сих пор употребляется довольно часто, хотя со времени открытия Лауэ природа Рентгенова луча сделалась совершенно ясной, и никто не сомневается в том, что эти лучи представляют собою электромагнитные колебания, вполне сходные с световыми колебаниями, но только с очень короткой длиной волны.

Отличие от катодного и анодного излучения заключалось, главным образом, в том, что Рентгеново излучение не несет с собою никакого заряда и не отклоняется ни в магнитном, ни в электрическом поле. Отличие же от светового луча, казалось, заключается в том, что Рентгенов луч проникает через непрозрачные тела и не отражается от обыкновенных зеркал, а также не преломляется. Но эти особенности объясняются, именно, тем, что длина волны Рентгенова луча чрезвычайно мала. Непосредственные опыты, а также результаты, полученные из опытов Лауэ, показывают, что мы имеем целый спектр Рентгеновых колебаний различных длин волн;

однако, вообще, длина волны Рентгенова луча примерно в 1000 раз меньше длины световой волны.

То обстоятельство, что Рентгенов луч рассеивается обыкновенной зеркальной поверхностью, зависит от того, что, как бы ни была хорошо полирована поверхность, ее неровности велики по сравнению с длиной волны Рентгенова луча, и правильное отражения не наступает. Напротив, в опыте Лауэ, где отражающими поверхностями являются природой построенные слои атомов кристаллической решетки,—наблюдается отражение. Вопрос о преломлении лучей Рентгена не может считаться вполне выясненным. Во всяком случае преломление их ничтожно мало.

4. Усилительная катодная лампа.

Мы опишем еще одно техническое применение катодного потока, предложенное Ленгмюром, которое дало радиопередаче те возможности, которыми мы располагаем в настоящее время.

Мы уже обращали внимание на то обстоятельство, что раскаленный катод эмиттирует катодный луч при сравнительно небольшой электродвижущей силе в несколько десятков вольт.

Устройство усилительной катодной лампы заключается в следующем: катодом K служит тонкая вольфрамовая проволочка (рис. 164), которая может раскаляться электрическим током от небольшой батареи B (вольт в 6), анодом A — мегаллическая пластинка, которая обычно в виде цилиндра окружает вольфрамовую проволочку.

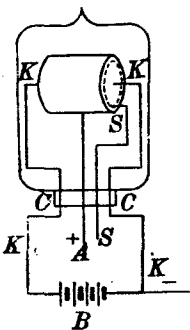


Рис. 164.

Между катодом и анодом помещается металлическая сетка S . Проволоки, идущие от концов проволочки катода, анода и сетки, выводятся через поколь лампы наружу.

Вся система помещается в стеклянный баллон, из которого выкачивают воздух до возможного предела.

Схематически обычно такую катодную лампу принято изображать так, как это указано на рисунке 165.

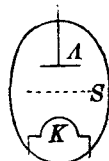


Рис. 165.

Если раскалить катод KK при помощи тока от батареи B и наложить на катод K и анод A некоторую разность потенциалов, то от вольфрамовой проволоки к цилиндру — аноду установится поток катодных частиц, проникающий через сетку S .

Если сетка S заряжается отрицательным потенциалом, то катодные частицы, идущие от вольфрамовой проволоки, отталкиваются от нее, и распространение катодного луча прерывается. Если, напротив, сетка получает положительный заряд, то движение катодных частиц ускоряется, они проскакивают через отверстия сетки, и катодный поток восстанавливается. Таким прибором можно воспользоваться для усиления электрических колебаний, которые возникают в какой-либо проволоке или так называемой антенне.

Катодная лампа (рис. 166) включается в цепь батареи B , которая имеет электродвижущую силу в несколько десятков вольт, в ту же цепь включается телефон T или другой измерительный прибор. Сетка лампы соединяется с антенной, в которой наводится электрическое колебание; таким образом, сетка попеременно получает то положительный, то отрицательный заряд, а в цепи батареи B возникают колебания тока того же периода, как и в антенне, но сила колебательного тока в этой цепи регулируется уже величиной батареи B и конструкцией лампы и может быть сделана несравненно больше, чем сила колебательного тока в антенне.

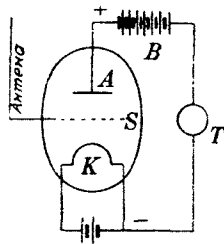


Рис. 166.

Чтобы еще больше усилить колебания в цепи с лампой, можно этот контур снабдить емкостью и самоиндукцией таких размеров, чтобы в контуре возникло явление резонанса.

Катодная лампа в таком применении носит название „Аудион“.

При помощи той же катодной лампы оказалось возможным осуществить источник незатухающих электромагнитных колебаний. Это достижение сразу дало возможность производить радиопередачу на громадные расстояния. За последние годы техника радиопередачи разраслась в громадную отрасль электротехники, и громадное число инженеров и физиков во всех странах света работают над изучением процессов, имеющих место в катодной лампе, и над способами технического применения этого замечательного прибора. Чтобы дать хотя бы некоторое представление о том, каким образом при помощи катодной лампы можно, пользуясь источником постоянного тока, получить на проводниках цепи незатухающие колебания, которые затем в виде электромагнитных волн будут распространяться в пространстве, мы приведем одну из многочисленных схем, при помощи которой получают незатухающие электромагнитные колебания. Батарея B (рис. 167) с электродвижущей силой в несколько десятков вольт соединена своим

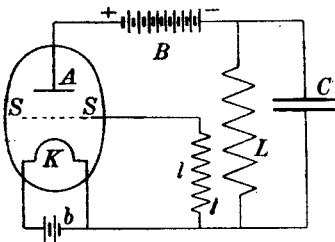


Рис. 167.

положительным полюсом с анодом A катодной усилительной лампы K отрицательному полюсу батареи B присоединяется колебательный контур с емкостью C и самоиндукцией L . Этот контур, как показано на рисунке, присоединяется к волоску катодной усилительной лампы, который раскаливается током от особой батареи (в 4—6 вольт). Самоиндукция L связана индуктивно, т.е., если в L возникнет переменный ток или электрическое колебание, то в f будут наводиться соответствующие токи. Один конец самоиндукции f присоединен к сетке катодной лампы, другой соединен с вольфрамовым волоском, служащим катодом в лампе.

При замыкании тока в цепи батареи B —в контуре возникает колебание, и в самоиндукции f наводится колебание того же периода; вследствие этого сетка получает то положительный, то отрицательный потенциал, и катодный поток в лампе периодически прерывается; следовательно, и в цепи батареи B возникают перерывы тока с периодом, равным периоду собственных колебаний контура LC , так как эти перерывы вызваны как раз колебаниями в самом контуре LC . Эти толчки тока вызывают интенсивные незатухающие колебания в контуре LC .

5. Электрический ток в газах.

Приступая к изложению статьи о катодных и анодных лучах, мы уже упоминали, что газ при нормальных условиях давления и температуры является изолятором и электричества не проводит, но во всех случаях, когда молекула газа претерпевает расщепление на электрон и положительно заряженный ион, газ делается в большей или меньшей степени проводником электричества, при чем электроны и ионы начинают перемещаться к соответственно противоположно заряженным полюсам.

Такую диссоциацию, как сказано, могут производить весьма разнообразные внешние агенты: так сильное нагревание газа влияет на увеличение степени его диссоциации, увеличение среднего расстояния между частицами, т.е. уменьшение давления, также повышает диссоциацию газовых молекул. Как мы видели, катодные и анодные частицы, несясь в пространстве и встречая на своем пути неионизованную молекулу газа, могут расширить ее и, таким образом, увеличить электропроводность газа; короткие электромагнитные колебания, каковыми являются световые колебания и особенно ультра-фиолетовые лучи, т.е. особенно короткие волны, вызывают ионизацию. Мы знаем, что Рентгеновы лучи суть не что иное, как очень

короткие электромагнитные волны, и они особенно сильно ионизируют тот газ, по которому распространяются.

Самое явление электрического тока в газах надо рассматривать таким образом, что электроны и ионы притягиваются к электродам и отдают им свои заряды, степень же диссоциации газа поддерживается постоянной, так как на место ушедших ионов сейчас же появляются другие из диссоциирующих молекул.

Если мы будем при некоторой ионизации определять зависимость силы тока в газе от электродвижущей силы, то сначала, при сравнительно небольших разностях потенциалов, сила тока в газе будет изменяться прямо пропорционально разности потенциалов, т.-е. газы в этом отношении следуют закону Ома (рис. 168); но при дальнейшем повышении электродвижущей силы, сила тока перестает увеличиваться (участок кривой—*AB*)—этот ток называется „током насыщения“; при нем, очевидно, все имеющиеся в газе свободные электроны и ионы уже принимают участие в перенесении электричества, и на место ушедших в единицу времени к электродам ионов появляется, естественным образом, такое же число новых, так что количество электричества, подходящего в единицу времени к электроду, остается одно и то же. Но если электродвижущая сила делается еще больше (больше v_2), то газовые ионы и электроны приобретают такие скорости, что, встречаясь с молекулами, способны их ионизовать. Электропроводность газа сразу делается больше, и сила тока при повышении электродвижущей силы опять начинает резко возрастать.

Ионизация, которая получается при столкновении электрона с молекулой, называется ионизацией толчком.

Различные формы разряда в газе. Если мы имеем два проводника с некоторой разностью потенциалов, разделенных газовой средой, то при условии ничтожной ионизации газа при нормальных условиях температуры и давления, можно считать, что никакого тока в газе не будет. При непрерывном повышении разности потенциалов для данного расстояния, наконец, наступают условия, при которых проскакивает искра; разность потенциалов, при которой впервые проскакивает искра, называется разрядным потенциалом. Искра есть не что иное, как внезапный перескок электронов, который, как известно, сопровождается свечением газа, значительным выделением тепла, и кроме того при проскакивании искры происходит ионизация, и воздух делается между электродами более электропроводным. Если расстояние между электродами значительно, то с электродов происходит тихое истечение зарядов в окружающую атмосферу, что сопровождается также свечением—явление носит название кистевого разряда. Если же расстояние между электродами мало для данного разрядного потенциала, то устанавливается непрерывное течение электричества, сопровождаемое свечением и выделением большого количества тепла. Такое явление называется Вольтовой дугой.

Вольтова дуга, которой мы пользуемся для целей освещения, образуется между угольными электродами, при чем значительная электропроводность воздуха первоначально достигается тем, что положительный и отрицательный уголь приводятся в соприкосновение; вследствие большого сопротивления в месте соприкосновения получается большое количество тепла, и уголи раскаляются; тогда можно их развести, и ток будет течь по раскаленному газу, при чем ионизация толчком и громадная температура, в особенности положительного угля, который подвергается бомбардировке электронами, постоянно поддерживают электропроводность газа между углями. В месте удара электронов о положительный уголь получается особенно высокая температура, и положительный уголь выгорает кратером. Кратер и является источником яркого света Вольтовой дуги с чистыми угольными электродами.

При течении электричества по разряженному газу, в так называемых Гейслеровых трубках, мы замечаем весьма своеобразные явления, изменяющиеся в зависи-

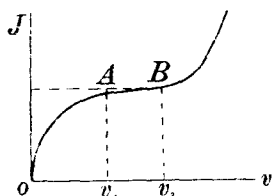


Рис. 168.

мости от степени разряжения. В порядке постепенности разряжения эти явления таковы: 1) искровой разряд; 2) свечение газа в виде искры, связывающей анод с катодом; 3) свечение всего газа в Гейслеровой трубке; 4) слоистый разряд, характеризующийся свечением, неравномерным по длине трубки, при чем светлые слои расходятся все дальше друг от друга, по мере разряжения газа, и, наконец, 5) при давлении около одной миллионной атмосферы появляется катодный луч.

Измерение слабых токов в газах. При исследовании силы ионизатора, т.-е. того агента, который, действуя на газ, вызывает его электропроводность, приходится измерять весьма слабые токи. В этом случае обычно силу тока, возникающего между заряженным телом и землею, определяют по падению потенциала заряженного тела в одну единицу времени. Если известна емкость C данного тела, связанного с электроскопом, и тело теряет с течением времени свой заряд, что обнаруживается по спадению листочков электроскопа, так что тело теряет v вольт в t секунд, то количество электричества, потерянное телом в одну секунду, или, другими словами, сила тока, имеющего место между заряженным телом и землею, будет:

$$i = \frac{e}{t} = \frac{cv}{t}.$$

ГЛАВА XI.

Радиоактивные явления.

В 1896 году Беккерель впервые заметил, что урановая руда обладает совершенно исключительными свойствами: кусочек урановой руды, положенный на фотографическую пластинку, завернутую в черную бумагу, вызывает почернение чувствительного слоя пластинки. Явление почернения наблюдалось и в том случае, когда между рудой и пластинкой помещался слой алюминия. Так, Беккерелю удалось получить отпечаток медали из алюминия, при чем на отпечатке можно заметить рисунок, вычеканенный на медали. Очевидно было, что урановая руда испускает некоторое излучение, которое проникает через непрозрачные для световых лучей тела и действует на фотографическую пластинку так же, как свет. Но действие это очень слабо и для получения отпечатков надо было экспозицию продолжать несколько дней и даже недель.

Урановая руда, будучи предварительно освещена, светится или фосфоресцирует затем некоторое время в темноте. Первоначально полагали, что излучение, действующее на фотографическую пластину, связано с явлением фосфоресценции, но оказалось, что руда не теряет своей способности излучать энергию, проходящую через непрозрачные тела, даже в том случае, когда предварительно она оставалась в абсолютной темноте несколько недель. Таким образом выяснилось, что открытое Беккерелем свойство постоянно и присуще самой руде независимо от того, была она ранее подвергнута освещению или нет. Впоследствии оказалось, что целый ряд других веществ обладает такими же свойствами, и они в настоящее время носят название радиоактивных свойств, а сами тела, обладающие этими свойствами, называются радиоактивными. Самым чувствительным способом открытия явления радиоактивности служит то обстоятельство, что радиоактивное излучение, проходя по газу, ионизирует его и сообщает ему электропроводность. Степень электропроводности воздуха, находящегося около радиоактивного тела, и служит мерою его радиоактивности.

1. Фантактоскоп.

Для измерения радиоактивности различных слабо радиоактивных веществ (породы, грязи, воды и проч.) употребляется прибор, называемый фантактоскопом (рис. 169).

Фантактоскоп состоит из цилиндрического сосуда G , соединенного металлически со стенками чувствительного электроскопа E . Головка и листочки электроскопа изолированы от сосуда при помощи очень хорошего изолятора (например, янтаря) и соединены металлически со стержнем S . Сосуд G отводится к земле, на дно его насыпается или наливается испытуемое вещество, а электроскопу сообщают электрический заряд. Если испытуемое вещество радиоактивно, то воздух между стержнем s и стенками сосуда G делается проводником электричества и заряд с электроскопа начинает стекать, а листочки его начинают спадаться. Если электроскоп имеет градуированную шкалу, то можно определить, на сколько вольт уменьшается потенциал электроскопа в секунду. Если в t секунд потенциал электроскопа падает на v вольт и c — его емкость, то сила установившегося тока между стержнем s и стенками сосуда g будет:

$$i = \frac{e}{t} = \frac{cv}{t}.$$

Эта сила тока и будет мерой радиоактивности испытуемого вещества.

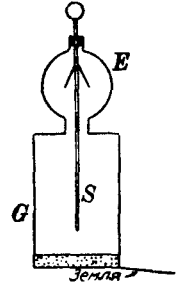


Рис. 169.

2. Открытие Кюри.

Супруги Пьер и Мария Кюри, исследуя свойства урановой руды, заметили, что Иохимсталевская урановая руда активнее самого металлического урана в четыре раза. Из этого они заключили, что активность принадлежит не самому урану, а некоторой примеси, которую им удалось выделить при помощи сложного процесса дробной кристаллизации: при добывании чистого урана из урановой руды получаются отбросы, обладающие также радиоактивностью, и в особенности этим свойством обладает получаемый из отбросов урановой руды хлористый барий.

Если пересытит водный раствор хлористым барием, полученным из урановой руды, то из раствора выпадает более активное вещество чем то, которое остается в растворе. Если вновь растворить выпавшие кристаллы в воде и пересытить раствор, то выпавшие кристаллы окажутся опять более радиоактивными, чем вещество, оставшееся в растворе. После громадного числа таких кристаллизаций супругам Кюри удалось выделить хлористую соль нового элемента, который был назван ими „радий“. Впоследствии М. Кюри удалось получить и чистый металлический радий, но он оказывается весьма нестойким металлом и быстро окисляется. Поэтому при опытах употребляются обычно соли радия, представляющие собою стойкие соединения. Активность радия громадна, она больше активности урана в миллион раз.

Излучение радия сильно действует на фотографическую пластинку, вызывает флуоресценцию целого ряда тел и в высшей степени ионизует газ. Действуя на человеческий организм, излучение вызывает сильные ожоги и, проникая внутрь организма, может действовать и на внутренние органы.

Ближайшее исследование радиоактивности излучения показало, что лучи радия отклоняются в магнитном поле и если на луч, выходящий от препарата радия R , помещенного в углублении свинцовой пластинки P (рис. 170), действовать магнитным полем, направление которого перпендикулярно к лучу, то радиоактивный луч расщепляется на три луча: один отклоняется так, как отклоняются катодные лучи — этот луч назван β -лучом, другой отклоняется в противной положительную сторону, т.е. так, как отклоняется анодный луч, при этом его отклонение значительно меньше, чем отклонение β -луча — этот луч назван α -лучом и, наконец, третий γ -луч не отклоняется магнитным полем, т.е. ведет себя как Рентгеновский луч; α -луч

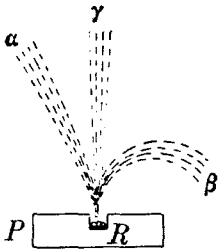


Рис. 170.

несет положительный заряд, β -луч — отрицательный, а γ -луч никакого заряда с собой не несет. Подробнеее исследование показали, что, действительно β -луч ничем по существу не отличается от катодного луча, но только скорости электронов в β -луче громадны и могут быть близки к скорости света; α -луч представляет собою, как особенно убедительно показал Рутзерфорд, поток положительно заряженных атомов гелия, а γ -луч действительно представляет собою Рентгенов луч очень большой жесткости и, соответственно с этим, γ -луч обладает весьма большой способностью проникать через всевозможные тела, и только очень толстые слои свинца задерживают эти лучи. Все три вида излучения вызывают флуоресценцию некоторых веществ. Особенно интересно наблюдать флуоресценцию α -лучей, в так называемом „спинтарископе“ Крукса: перед флуоресцирующим экраном на стержне помещается ничтожное количество радия и действие отдельных частиц, составляющих α -луч или так называемых α -частиц, рассматривают в сильную луну; мы видим на экране отдельные вспышки в тех местах, где ударяются α -частицы. Пользуясь этим явлением, можно непосредственно сосчитать, сколько α -частиц в единицу времени выбрасывает из себя данный препарат радия, а, следовательно, узнать, сколько частиц гелия вылетает в секунду из грамма радия.

Все три вида излучения вызывают ионизацию газа, по которому они проходят, в особенности же сильно ионизируют газовую среду α -лучи, но зато α -лучи всего больше поглощаются средой. Так, пластинка алюминия в 0,1 мм толщиной нацело поглощает α -луч, но пропускает β -излучение и, конечно, свободно пропускает γ -лучи.

Препарат радия, постоянно излучая в пространство α , β и γ -лучи, кроме того нагревает окружающую среду и нагревается сам. Если поместить радий в оболочку из вещества проводящего тепло, то можно заметить значительное повышение температуры препарата.

3. Эманация.

Кроме указанных явлений, можно обнаружить, что вещество радия содержит в себе сильно радиоактивный газ, названный „эманацией“. Если растворить соль радия R в колбе A (рис. 171) и продувать воздух сквозь этот раствор через трубку T и через U-образную трубку U так, чтобы воздух струей попадал в флуоресцирующий под действием эманации минерал виллемит W , то виллемит будет светиться; если весь прибор находится при комнатной температуре, но если трубку U погрузить в жидкий воздух, то эманация целиком будет сгущаться в жидкость в трубке U и виллемит перестанет флуоресцировать.

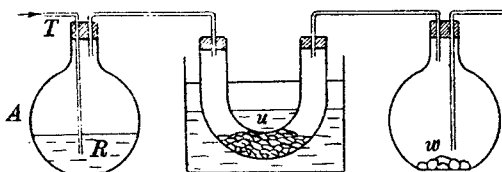


Рис. 171.

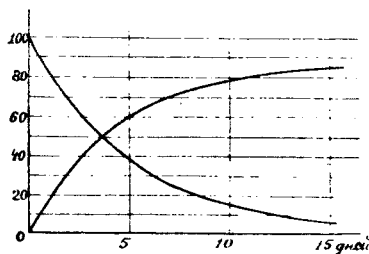


Рис. 172.

Продуванием воздуха через раствор радия или сильным нагреванием его можно удалить весь запас эманации, заключенный в радии. Оказалось, что в грамме радия заключается приблизительно один кубический миллиметр эманации или в весовом отношении количество эманации, заключенное в радии, относится к количеству самого радия, как $6,10^{-6} : 1$.

Если мы извлекли эманацию из радия, то радиоактивность препарата радия делается почти равной нулю, но с течением времени радиоактивность препарата вновь нарастает и через несколько дней достигает своего обычного значения.

Напротив, радиоактивность эманации, извлеченной из радия, с течением времени уменьшается. Процесс исчезновения радиоактивности эманации и нарастания радиоактивности радия после удаления эманации можно представить графически (рис. 172). По оси абсцисс здесь отмечено время в днях, а по оси ординат степень радиоактивности. Ниспадающая кривая представляет собой кривую уменьшения радиоактивности эманации, а восходящая — кривую нарастания радиоактивности препарата радия после удаления из него эманации.

4. Наведенная радиоактивность.

Если в сосуд, наполненный эманацией, поместить какой-нибудь предмет, то он покрывается налетом также радиоактивным, но этот налет не есть сгущенная эманация, так как обладает и с точки зрения химической и с точки зрения радиоактивной отличными от эманации свойствами.

5. Теория радиоактивных явлений.

Все изложенные явления делаются понятными, если встать на точку зрения гипотезы о распаде атома радиоактивного вещества, предложенную Рутзерфордом и Содди.

Гипотеза распада атома заключается в том, что ядро атома радиоактивного тела представляет собою неустойчивую систему, и каждую секунду известное число ядер радия разрушается, при чем атом радия выбрасывает из себя заряженный ион гелия или α -частицу и два электрона или две β -частицы; то, что осталось от ядра радия, представляет собою ядро атома эманации. Но атом эманации также неустойчив и он выбрасывает α -частицу и превращается в тот радиоактивный налет, который мы находим в наведенной радиоактивности. Это последнее вещество носит название Радия-А; оно в свою очередь превращается в новое радиоактивное вещество и т. д. Замечательно, что атомные веса радия, эманации, радия-А и т. д. идут, уменьшаясь на 4, т. е. на число атомного веса гелия. Весьма вероятно, что сам радий не есть первичное вещество, так как радий мы всегда находим в уране, как эманацию находим в радии. Исследования урановой руды показали, что в ней всегда находится радий, при чем количество его всегда в три миллиона раз меньше, чем количество самого урана.

Если мы имеем некоторое количество эманации, напр., q , атомов ее, то очевидно, что число частиц q' , которые распадаются в одну секунду, будет пропорционально самому числу q , т. е.:

$$q' = -\lambda q,$$

q можно рассматривать, как скорость радиоактивного распада; следовательно:

$$\frac{dq}{dt} = -\lambda q,$$

интегрируя это уравнение, мы получим:

$$q = q_0 e^{-\lambda t},$$

где q_0 есть число атомов эманации, которые мы имели в начале опыта при $t = 0$.

Коэффициент λ характерен для каждого радиоактивного вещества; он показывает, какая часть всей массы радиоактивного вещества распадается ежесекундно. Для эманации мы можем вычислить λ из данных рисунка.

Из чертежа мы видим, что эманация теряет половину своей радиоактивности или, что то же самое, половина эманации распадается в 3,9 дня или в $0,34 \cdot 10^6$ секунд.

Подставляя $t = 0,34 \cdot 10^6$ в формулу: $q = \frac{1}{2} q_0 \cdot e = q_0 e^{-\lambda t}$, получаем для λ значение (так как $\lg 2 = 0,69$)

$$\lambda = \frac{0,69}{0,34 \cdot 10^6} = 2,06 \cdot 10^{-6},$$

т.-е. $q' = 2,06 \cdot 10^{-6} q$ или из одного миллиона атомов эманации в секунду распадаются приблизительно два атома.

Величина, обратная λ , $T_m = \frac{1}{\lambda}$

носит название средней продолжительности жизни данного радиоактивного элемента. Для эманации

$$T_m = \frac{1}{2,06 \cdot 10^{-6}} \cong \frac{10^6}{2} = 5 \cdot 10^5 \text{ секунд} = 5,6 \text{ дня.}$$

Определяя t для $q = \frac{1}{2} q_0$, т.-е. время, в течение которого разложится половина данного радиоактивного препарата, найдем:

$$q = \frac{1}{2} q_0 = q_0 \cdot e^{-\lambda t}, \text{ откуда } \lg 2 = \lambda t \text{ или}$$

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \lg 2 = T_m \cdot 0,69,$$

т.-е. время, в течение которого разлагается половина всего радиоактивного вещества получается из средней продолжительности жизни T_m данного вещества умножением T_m на 0,69.

6. Радиоактивное равновесие.

Как было указано ранее, препарат радия, из которого удалена эманация, теряет свою радиоактивность, но с течением времени радиоактивность препарата радия восстанавливается и, когда она достигнет своего максимума, из препарата можно получить опять такое же количество эманации, какое было первоначально получено. Очевидно, что эманация с одной стороны исчезает, а с другой — вновь и вновь появляется. И когда количество исчезающей эманации сравняется с количеством появляющейся, то такое состояние будет поддерживаться постоянно и количество эманации в препарате будет наибольшее. Такое состояние называется радиоактивным равновесием.

Если в препарате радия мы имеем q атомов эманации и скорость их распада $\frac{dq}{dt} = \lambda q$, то значит в одну секунду разложилось λq атомов эманации, но если состояние препарата — уже установившееся, то столько же атомов эманации появилось из распавшихся атомов; если всего атомов радия q_0 и коэффициент его распада есть λ_0 , то

$$\lambda q = \lambda_0 q_0, \text{ откуда } \lambda_0 = \lambda \frac{q}{q_0}.$$

Отношение количества эманации q , заключенного в данном препарате радия, к количеству q_0 самого радия нам уже известно $\left(\frac{q}{q_0} = 6 \cdot 10^{-6}\right)$ и так как для эманации:

$$\lambda = 2,06 \cdot 10^{-6},$$

то λ_0 для радия: $\lambda_0 = 2,06 \cdot 10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^{-6}$, а

$T_m = \frac{1}{\lambda_0} = 0,8 \cdot 10^{11} \text{ сек.} = 2536 \text{ лет}$, а время, в которое радий распадается наполовину,

$$t = 0,69 \cdot 2536 = 1757 \text{ лет.}$$

Предполагая, что радий получается вследствие распада урана и находится с ним в состоянии радиоактивного равновесия, а также зная, что на 1 г урана приходится $\frac{1}{3 \cdot 10^6}$ г радия, можно подсчитать, что средняя продолжительность жизни урана $T_m = 7,5 \cdot 10^9$ лет или время, в течение которого уран распадается наполовину, $t = 5 \cdot 10^9$ лет.

Итак, на примере радия мы видим, что один элемент сам без всякого внешнего воздействия разрушается, выделяя из себя элемент — гелий и превращается в другой элемент, который в свою очередь также разрушается и дает еще новый элемент. Возможно, что группа элементов, о которой была речь, начиная с элемента урана, проходя ряд превращений и теряя при каждом превращении составные свои части, заканчивает свои радиоактивные превращения элементом уже не радиоактивным — свинцом.

Кроме радиоактивной группы урана, известна еще радиоактивная группа тория и группа актиния. Характер превращения—во всех случаях один и тот же. Заметим, что превращение радиоактивного элемента совершенно не зависит ни от его физического состояния, ни от того, в какое химическое соединение он входит.

7. Превращение нерадиоактивных элементов.

Установление факта превращения радиоактивных элементов поставило на очередь вопрос о расщеплении атомов и нерадиоактивных элементов. Известно, что никакие химические реакции, никакие ранее известные физические процессы, как нагревание, плавление и проч., не вызывают превращения элемента. Когда же мы имеем дело с атомами радиоактивного вещества, то никакие агенты химические или физические не в состоянии изменить характер радиоактивного процесса. Можно предположить, что и нерадиоактивные элементы способны превращаться сами по себе, но средний период их жизни настолько велик, что мы не можем заметить это превращение. Но, если такой процесс и может быть допущен, мы пока о нем говорим только как о предположении, не нашедшем еще опытного подтверждения.

Рутзерфорду, однако, удалось подобрать такой агент, который, действуя на атом нерадиоактивного вещества, разрушает его ядро. Этим агентом оказались α -лучи радия. Когда α -частица при своем полете попадает в ядро атома, она разрушает его и, как показал Рутзерфорд, как бы вышибает из ядра элемента ион водорода. Это обстоятельство установлено было своеобразным способом, именно, природа вышибленного иона определялась по дальности его полета. Рутзерфорду удалось таким образом расщепить целый ряд элементов, обладающих небольшим атомным весом. Во всех случаях наблюдались ионы водорода, вылетающие из ядра элемента.

Таким образом, можно полагать, что водород является составной частью ядер элементов. С другой стороны, нам известно, что радиоактивные элементы постоянно выбрасывают из себя ионы гелия. Являются ли ядра водорода и гелия элементарными частицами мироздания, нам пока не известно, но во всяком случае мы имеем основание к установлению более простой картины строения вещества.

8. Новая химия.

Исследование радиоактивных элементов привело нас еще к одному важному заключению.

Если, действительно, атом радия, теряя ион гелия, обладающий двумя элементарными положительными зарядами, превращается в атом эманации, обладающей совершенно отличными от радия химическими и физическими свойствами и отличающейся от радия своим атомным весом на четыре единицы, т. е. на атомный вес гелия, то надо предположить, что одновременно с уменьшением атомного веса ядро атома изменило свой заряд, потеряв два элементарных положительных заряда. Вновь

появившийся элемент передвинулся в таблице Менделеева через группу влево, но если ядро нового элемента потеряет кроме α -частицы еще два электрона, то заряд ядра останется таким же, какой был у начального элемента. И оказывается, что если заряд ядра не изменится, хотя изменится его атомный вес, химические свойства элемента, т.-е. сродство его к другим элементам, останутся неизменными. Новые элементы, отличающиеся от данного только атомным весом, но не отличающиеся химическими свойствами и зарядом ядра, называются его изотопами.

Никакими химическими агентами разделить изотопы не удастся и только действие электромагнитного поля на несущиеся ядра изотопов разделяют их на отдельные пучки.

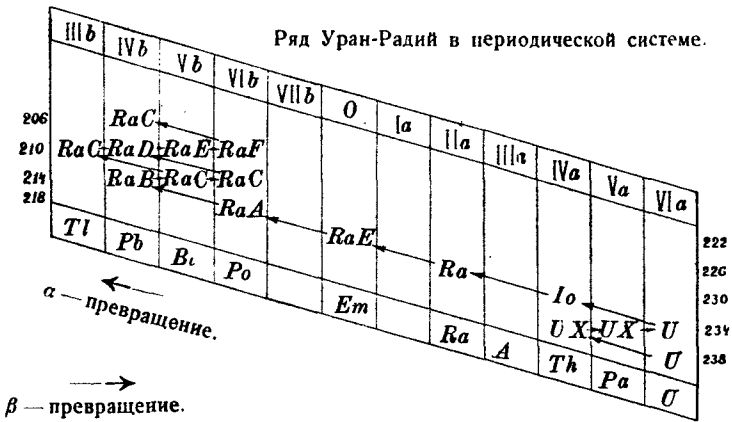


Рис. 173.

Мы приведем таблицу (рис. 173) превращений некоторых элементов, где вертикальные столбцы соответствуют группам Менделеевской периодической системы. Из таблицы видно, что потеря α -частицы переводит элемент через группу влево, потеря одного электрона возвращает элемент вправо в соседнюю группу, и потеря α -частицы и двух электронов делает новый элемент изотопом начального элемента.

В настоящее время известно большое количество изотопов для разнообразных веществ. Очевидно, что прежняя главная характеристика элемента — его атомный вес теряет свое значение, и новая характеристика — величина заряда ядра делается решающей.

Государственное Техническое Издательство.

Москва, Центр, Ильинка, Юшков пер., д. 6 Телеф. 2-56-34.

ПРОДАЮТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ:

- Анисимов, Н. И.**, инж. Производство работ по устройству платин на реках. М. 1927 г. 128 стр. 128 рис. Ц. 1 р. 90 к.
- Бетонно-строительный Справочник** для инженеров, техников и студентов. Пер. с нем. под ред. А. И. Дыховичного. М. 1927 г. 674 стр. 700 черт. Ц. 7 р. в переплете.
- Галеркин, В. Г.**, проф. К расчету безраскосных форм и жестких рам. М. 1927 г. 24 стр. 29 рис. Ц. 45 к.
- Гартман, О. Г.** Пар высокого давления. Пер. с нем. под ред. инж.-мех. Н. А. Доллежалъ М. 1927 г. 76 стр. 65 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Гири-Вилкинг.** Справочник по электротехнике для инженеров, техников и учащихся высших и средних учебных заведений. Пер. с нем. инж. Т. Л. Гинабурга. Под ред. проф. В. А. Александрова. М. 1927 г. 232 стр. 56 рис. Ц. 2 р. 90 к. в переплете.
- Грард, Г.** Алюминий и его сплавы. Физические и технические свойства их; влияние на них химического свойства, термической и механической обработки. Перев. с франц. под ред. инж.-техн. В. А. Ломова. М. 1926 г. 116 стр. 84 фиг. и 76 фотогр. Ц. 2 р. 40 к.
- Де-Лионде, Ф. Г.** препод. Моск. Горн. Акад. Перспективное скицирование зданий, внутренних видов помещений и пейзажей; построение теней и перспектив по ортогональным проекциям. Пособие для ВТУЗ'ов и Техникумов. М. 1927 г. 64 стр. 45 рис. Ц. 1 р.
- Его же.** Техническое рисование (скицирование) и приложение его в машиностроительном черчении. Начальный курс. Руководство для техн. учебн. завед., рабфаков, рабочих университетов, фабзавучей и для самостоятельного изучения. М. 1927 г. 88 стр. 45 рис. Ц. 1 р. 25 к.
- Дуббель, Г.**, проф. Справочник по математике для инженеров, техников, студентов и преподавателей математики. Пер. Н. П. Тарасова под ред. и перераб. проф. Н. Н. Лунина. М. 1927 г. 280 стр. 200 рис. Ц. 2 р. 85 к., в переплете 3 р. 20 к.
- Дюзинг, К.**, проф. Элементы дифференциального и интегрального исчисления, изложенные геометрическим методом со многими примерами из технической математики. Пособие для средних технич. учебн. завед. и для самообразования. Пер. с нем. С. А. Галанина. М. 1927 г. 112 стр. 79 рис. Ц. 90 к.
- Квани, Л.**, инж. Современные центробежные насосы. Конструкция. Расчет. Уход. Руководство для конструкторов, инженеров и студентов. Пер. с нем. с дополн. инж.-мех. С. М. Данцигер. М. 1926 г. 80 стр. 114 рис. Ц. 1 р. 25 к.
- Козак, Е.**, инж. Схемы включений электрических установок постоянного и переменного токов с описанием их действия. Пер. с нем под ред. и в обраб. проф. В. А. Александрова. М. 1927 г. 100 стр. 226 рис. Ц. 1 р. 70 к.
- Ляхтин, Н. К.**, проф. и **Кашкаров, Н. А.**, проф. Железобетон. Ч. I. Общие сведения о железобетоне. Составные части железобетона. Механические свойства железобетона. Нормы и технические условия для железобетонных сооружений. Производство работ. М. 1927 г. Изд. 2-е. 16⁰ стр. 135 рис. Ц. 2 р. 50 к.
- Их же.** Железобетон. Ч. II. Расчет элементов железобетонных конструкций. Осевое сжатие и растяжение. Изгиб. Внецентренное сжатие и растяжение. Скручивание. М. 1926 г. Изд. 2-е. 120 стр. 84 рис. Ц. 2 р. 30 к. Госуд. Учен. Сов. допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов.
- Их же.** Железобетон. Ч. III. Основания расчета железобетонных сооружений. Расчет железобетонных плит с перекрестною арматурою. Безбалочные покрытия. Неразрезные балки. Рамные конструкции. Своды цилиндрические и купольные. Общие указания для определения действия внешних сил на плиты и балки. Резервуары, водонапорные башни и силоса. Дымовые трубы. Железобетонное судостроение. Примеры расчета. М. 1926 г. Изд. 2-е. 132 стр. 99 рис. Ц. 2 р. Госуд. Учен. Сов. допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов
- Марек, А.**, инж. Омотки электрических машин постоянного и переменного тока. Пер. с франц. инж. Т. Л. Гинабурга. Под ред. и в обраб. проф. В. А. Александрова. М. 1927 г. 100 стр. 244 рис. Ц. 1 р. 50 к.
- Михель, Эд.** Как производится изучение рабочего времени (по Тейлору и Меррику). М. 1926 г. Изд. 2-е. 48 стр. 33 рис. Ц. 75 к.
- Никулин, М. А.** Надписи на чертежах, планах и диаграммах. Правила для подписывания чертежей. Образцы шрифтов и способы их выполнения. Пособие для техников, чертежников и учащихся. М. 1927 г. 88 стр. 101 рис. Ц. 75 к.
- Пёшль, Т.**, проф. Курс гидравлики. Для инженерных высших технических учебн. завед. Пер. с нем под ред. проф. В. Э. Кассен. М. 1927 г. 132 стр. 148 рис. Ц. 1 р. 65 к.
- Подольский, И. С.**, проф. Строительная механика. Ч. I. Сопrotивление материалов. Вып. I. Моменты инерции. Растяжение и сжатие. Сдвиг и кручение. М. 1924 г. 304 стр. 237 рис. Ц. 3 р. 40 к.
- Его же.** То же. Ч. I. Сопrotивление материалов. Вып. 2. Поперечный изгиб. Расчет балок. М. 1924 г. 458 стр. 298 рис. Ц. 4 р. 50 к.
- Его же.** То же. Ч. I. Сопrotивление материалов. Вып. 3. Продольный изгиб. Кривые брусья. Работа упругих сил. М. 1924 г. 307 стр. 137 рис. Ц. 3 р. 40 к.
- Его же.** То же. Все три выпуска в одной книге. М. 1924 г. 1035 стр. 672 рис. Ц. 11 р.

- Сыромятников, С. П.**, проф. Теплового процесс паровоза. Лекции, читанные в Московск. Институте инженеров транспорта. М. 1926 г. 260 стр. 197 рис. Ц. 4 р. 50 к.
- Трюмен**, проф. Электрификация жел. дор. Пособие при расчете и проектировании для инженеров, техников и студентов. Пер. с англ. инж. В. Д. Петрова. Под ред. проф. Л. Н. Бернацкого. М. 1927 г. 108 стр. 98 рис. Ц. 1 р. 60 к.
- Фармаковский, В. П.**, инж. Пособие для графических расчетов. Действия над эмпирическими кривыми и над функциями, заданными графически. М. 1926 г. 44 стр. 51 рис. Ц. 55 к
- Фонтен, Ф.**, инж. Расчет распределительных сетей и линий передачи электрической энергии. Перев. с франц. под ред. проф. Б. Н. Угрюмова. М. 1927 г. 60 стр. 47 рис. Ц. 90 к.
- Чернецов, Н. Н.**, арх. Перспектива. Практическое руководство линий перспектив. Для архитекторов, инженеров, техников, чертежников и студентов ВТУЗ. М. 1927 г. 60 стр. 95 рис. Ц. 1 р.
- Эйгель, Е. М.**, инж. п. с. Теория движения речных потоков. Ф. Креутера и ее применение в технике. Пособие для инженеров, техников и студентов при проектировании гидротехнических сооружений. Под ред. проф. Ф. Е. Максименко. М. 1926 г. 76 стр. 36 рис. Ц. 1 р. 50 к.

„ХЮТТЕ“ — Производственный

справочник по технике производства, организации производственных предприятий и вопросам труда для инженеров и техников-производственников и красных директоров

Переработанный перевод с немецкого. Под общей редакцией Московского Механического Института имени М. В. Ломоносова,

при участии в редактировании отделов проф. В. А. Александрова, проф. П. П. Боборыкова, проф. И. В. Грибова, проф. В. А. Ломова, проф. А. В. Панкина, И. В. Рабчинского, инж. М. А. Саверина, проф. А. И. Яшнова.

Справочник представляет перевод, переработанный и дополненный применительно к русским условиям, с недавно вышедшего в Германии издания „Hütte—Taschenbuch für Betriebsingenieure“, составленного Академическим Союзом „Hütte E. V.“, при участии О-ва немецких инженеров-производственников.

Справочник издается по типу лучших заграничных изданий этого рода и представляет собой энциклопедию по всем вопросам, связанным с техникой, организацией и управлением производственных предприятий всех отраслей.

Все издание составит три тома:

ТОМ I. (Поступил в продажу).

1) **Материалы и их испытание** (отделы: Материаловедение. Испытание материалов. Сопровождение материалов).

2) **Учение о механизмах.**

3) **Унификация промышленности Германии.**

М. 1927 г. 352 стр. 262 рис. Ц. 5 р. в переплете.

ТОМ II. (Печатается).

1) **Организация предприятий.** (Фабрично-заводские установки. Перемещение и транспортирование грузов. Предупреждение несчастных случаев и промышленная гигиена. Организация производственных предприятий. Определение времени для обработки изделий).

2) **Организация труда в производстве.** (Постановления по вопросам труда. Испытание пригодности к труду. Профессиональное воспитание).

ТОМ III. (Печатается).

1) **Обработка металлов: горячая и давлением.** Разметка. (Литейное дело. Сварка. Паение. Обработка металлических материалов, пользующихся их пластичностью. Закалка. Разметка).

2) **Инструменты и приспособления для работы.** (Измерения и мерительные инструменты. Инструменты. Пневматические инструменты. Приспособления для работы).

3) **Станки для металла и дерева.** (Машины-орудия. Электрические станки. Машины и станки для обработки дерева).

Справочник является необходимым пособием для всех квалифицированных технических работников на производствах, а также для всех технических индустриальных высших и средних учебных заведений.

- Иверонов, И. А.**, проф. Курс высшей геодезии. Под редакцией проф. П. М. Орлова. М. 1926 г. Изд. 2-е, дополн. 74 стр. 29 рис. Ц. 1 р. 45 к.
- Иверонов, И. А.**, проф., и **Орлов, П. М.**, проф. Пособие для практических занятий по геодезии. Для сельскохозяйствен., инженери. и землемери. учебн. завед. М. 1925 г. Изд. 6-е. 160 стр. 56 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Киршке, А.**, инж. Начертательная геометрия в приложении к машиностроению. Руководство для преподават. в технич. училищ., для самообучения и для пользован. на практике. Перев. с немецк. инж. А. Ф. Момма. М. 1925 г. 168 стр. 385 рис. Ц. 2 р. 40 к.
- Кирилов, Г. М.**, инж. Районные отопительно-силовые станции. М. 1923 г. 49 стр. 40 рис. Ц. 95 к.
- Клейнлогель, А.**, инж. Формулы для расчета рамных конструкций. Перев. с немецк. под ред. проф. Н. А. Кашкарова. М. 1926 г. Изд. 2-е. 208 стр. Ц. 2 р.
- Его же.** Составление смет на железобетонные сооружения. С детально разработанными примерами из практики. Перев. и дополн. инж. Н. Н. Павлова. М. 1926 г. Изд. 2-е. 112 стр. 23 рис. Ц. 1 р. 70 к.
- Куколевский, И. И.**, проф. Сборник нормалей деталей машин. М. 1922 г. 96 табл. 97 черт. Ц. 3 р.
- Левенсон, Л. Б.**, проф. Общая теория машин (статика и динамика машин). М. 1923 г. 192 стр. 140 рис. Ц. 2 р.
- Его же.** Кинематика механизмов. М. 1923 г. 200 стр. 262 рис. Ц. 2 р.
- Ломоносов, Ю. В.**, проф. Тяговые расчеты. Б. 1922 г. 298 стр. 121 рис. Ц. 3 р. 50 к.
- Лобач-Жученко, Б. М.**, проф. Краткий описательный курс двигателей внутреннего сгорания. Для ВТУЗ'ов, техникумов, профтехнич. курсов и для самообразования. М. 1926 г. 68 стр. 115 рис. Ц. 90 к.
- Луговской, Б. И.**, инж.-электр. Электрификация фабрично-заводских предприятий и жел.-дор. мастерских. Силовые установки и освещение. Руководство для инженеров и техников. М. 1926 г. 14 стр. 101 рис. Ц. 2 р. 40 к.
- Ляудин, К.**, проф. Руководство по механике для техников, конструкторов и студентов. Пер. инж. Г. А. Ландсберга. Под ред. проф. А. И. Яшнова. М. 1926 г. 136 стр. 229 рис. Ц. 2 р. 40 к.
- Маковецкий, А. Е.**, проф., и **Ройтман, Г. Л.**, инж. Сушка воздухом, дымовыми газами и паром. Пособие для расчета и конструирования сушильных устройств для инженеров, студентов и техников. М. 1925 г. Изд. 2-е. 148 стр. 89 рис. и IX диагр. Ц. 1 р. 75 к.
- Малер, Г.**, проф. Задачник по физике с ответами. Под ред. проф. В. Д. Зернова. М. 1923 г. 115 стр. Ц. 90 к.
- Мешерский, И. В.**, проф. Сборник задач по теоретической механике. Л. 1923 г. 140 стр. 367 рис. Ц. 1 р. 60 к.
- Мизес, Р.**, д-р. проф. Основы авиации. Теория и расчет аэропланов в общедоступном изложении. Перев. с немецк. под редакц. проф. П. П. Соколова. М. 1926 г. 136 стр. 113 рис. Ц. 1 р.
- Михельсон, В. А.**, проф., и **Борисов, П. П.**, проф. Избранные задачи по практической физике. М. 1926 г. Изд. 3-е. 176 стр. 37 рис. Ц. 1 р. 10 к. Госуд. Учен. Сов. допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов.
- Мостовский, Ан.**, инж. Пособие для практических занятий по динамике. Краткое изложение теории и применение ее к решению задач технического характера. М. 1926 г. 52 стр. 37 рис. Ц. 70 к.
- Мюнцингер, Ф.**, проф. Современные крупные паровые котлы. Обзор новейших достижений в области повышения производительности и экономичности паровых котлов, а также аккумуляирования работы посредством горячей воды. Сост. по Мюнцингеру инж.-техн. Л. А. Борович. М. 1927 г. 160 стр. 219 рис. Ц. 2 р. 40 к.
- Орлов, П. М.**, проф. Таблицы приращений прямоугольных координат. М. 1926 г. Изд. 4-е, дополн. 128 стр. Ц. 2 р. 70 к.
- Его же.** Курс геодезии. М. 1924 г. 192 стр. 125 рис. Ц. 2 р. 30 к.
- Польгаузен, А.**, инж. Поршневые паровые машины. Учебник и справочная книга для учащихся, техников и инженеров. Перев. с немецк. инж.-техн. Л. А. Боровича. М. 1927 г. Изд. 3-е. 436 стр. 440 рис. и 23 таблицы в отдельн. атласе. Ц. с атласом 7 р. 50 к.
- Ридлер, А.**, проф. Лабораторное испытание автомобиля. М. 1924 г. 48 стр. 44 рис. Ц. 70 к.
- Саватеев, А. И.** Микроскоп, его устройство и обращение с ним. С предисл. проф. С. В. Коршуна. М. 1926 г. 36 стр. 41 рис. Ц. 60 к.
- Соловьев, С. М.**, проф. Основной курс низкой геодезии. Часть I. М. 1926 г. Изд. 2-е, дополн. проф. П. М. Орловым. 192 стр. 254 рис. Ц. 2 р. 85 к.
- Его же.** То же. Часть II. М. 1926 г. Изд. 2-е, дополн. проф. П. М. Орловым. 272 стр. 268 рис. Ц. 4 р. 20 к.
- Станкевич, И. В.**, проф. Теоретическая механика. Часть I. Статика и кинематика. М. 1924 г. 100 стр. 136 рис. Ц. 1 р. 20 к.
- Его же.** Теоретическая механика. Часть II. Динамика точки, статика и динамика системы. М. 1924 г. 96 стр. 76 рис. Ц. 1 р. 10 к.
- Сидоров, А. И.**, проф. Описательный курс машин (элементы машиноведения). М. 1925 г. Изд. 5-е. 158 стр. 123 рис. Ц. 1 р. 75 к.
- Его же.** Очерки из истории техники. М. 1925 г. 64 стр. 67 рис. Ц. 1 р.
- Соколов, П. П.**, проф. Номография. Теория и практика построения график для быстрых технических расчетов. Пособие для инженеров, техников и студентов. М. 1925 г. 88 стр. 115 рис. и атлас. Ц. 1 р. 70 к.

- Стримбав, С. П.**, инж. Пособие по немецкому языку. Для ВТУЗ'ов, физматов и техникумов. Допущено Комисс. по учебн. Научно-Технич. Секцией ГУС'а в качестве пособия для техникумов и ВТУЗ'ов, а также одобрено Комиссией по иностранным языкам физмата 1-го МГУ. М. 1926 г. 72 стр. 16 рис. Ц. 1 р. 10 к.
- Сушков, В. В.**, проф. Техническая термодинамика. Теория тепловых двигателей. Руководство для ВТУЗ'ов. М. 1926 г. 210 стр. 169 рис. Ц. 3 р. 10 к.
- Успенский, Т. В.**, инж. Таблицы перевода русских линейных мер в метрические. Пособие при топографо-геодезических работах. М. 1924 г. 20 стр. Ц. 40 к.
- Флоров, С. Ф.**, инж. Тепловые расчеты топок и печей. Сборник упражнений (с подробн. решениями). Пособие для учащихся в высших и средн. технич. школах. С предисл. проф. А. И. Сидорова. М. 1926 г. 80 стр. 13 рис. Ц. 1 р.
- Форд, Генри.** Сегодня и завтра. Продолжение книги того же автора. „Моя жизнь и мои достижения“. Перев. с английск. под редакц. проф. П. К. Худякова. М. 1927 г. Изд. 2-е. 148 стр. Ц. 1 р. 10 к.
- Худяков, П. К.**, проф. Геометрический метод исследования упругой линии согнутой балки. Б. 1922 г. 130 стр. 70 рис. Ц. 1 р. 10 к.
- Его же.** Задачник по сопротивлению материалов. Из практики русского строительства. М. 1925 г. 224 стр. 145 рис. Ц. 3 р.
- Его же.** Как рассчитывают на крепость части машин и сооружений (курс по сопротивл. материалов без высшей математики). М. 1922 г. 633 стр. 256 рис. Ц. 6 р.
- Его же.** Роль и значение техники в жизни культурных народов. М. 1925 г. 56 стр. Ц. 70 к.
- Чэз, Стюарт.** Трагедия расчленичества. Перев. с английского. М. 1926 г. 144 стр. Ц. 1 р. 50 к.
- Щекин, П. А.**, инж. Практическое иллюстрированное учебное положение. Пособие справочник при составлении и проверке смет и исполнении работ по постройке камен., деревянных и смешанных зданий и ремонту их. М. 1925 г. 408 стр. 485 рис. Ц. 7 р. 50 к. в папке.
- Шулейкин, В. В.**, проф. Электричество и магнетизм. М. 1926 г. 204 стр. 150 рис. Ц. 3 р. 20 к. Научно-Технич. Секцией допущено в качестве пособия для ВТУЗ'ов.

- М. М. К. УРОЧНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ** для строительных работ в метрических и русских мерах (офис. издание), в переплете. М. 1927 г. Изд. 5-е. 334 стр. Ц. 6 р.
- М. М. К. ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ПЕРЕВОДА** русских мер в метрические и обратно. М. 1924 г. Изд. 6-е. 64 стр. Ц. 30 к.
- ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ВЗАИМНОГО ПЕРЕВОДА** цен русских и метрических мер. М. 1925 г. 64 стр. Ц. 40 к.
- О'Рурк**, инж. **ТАБЛИЦЫ УМНОЖЕНИЯ** (карманный справочник). Незаменимое пособие в отношении быстроты вычислений при технических, коммерческих и валютных расчетах. М. 1926 г. Изд. 8-е. 514 стр. Ц. 2 р. 50 к. в папке.

ТЕХНИЧЕСКАЯ КНИГА

(около 10.000 названий)

доставляется ПОЧТОВОЙ ЭКСПЕДИЦИЕЙ Государственного Технического Издательства быстро и аккуратно.

При заказе свыше 10 руб. пересылка за счет Издательства.

Заказы исполняются: в 1-ю очередь—оплачен., во 2-ю—авансирован., в 3-ю—прочие.

Обращаться по адресу: Москва, 19, Волхонка, 6, тел. 2-70-69.

Каталог высылается по получении двух восьмикопеечных марок.

„ГОСТЕХИЗДАТ“

Правление: Москва, Центр, Ильинка, Юшков пер., 6. Тел. 2-56-34, 4-32-90.

Торговый отдел: „ „ „ „ „ „ 5-72-12.

Бухгалтерия: „ „ „ „ „ „ 3-13-81.

Склад: „ „ Покровка, 28. „ „ 4-91-28.

КНИЖНЫЕ МАГАЗИНЫ:

Москва.

- Тверская, 25, тел. 5-58-47.
Петровка, 10, тел. 1-95-34.
Разгуляй, 38/2, тел. 1-95-51.
Мясницкая, 1-6, тел. 4-39-09.
Арбат, 6, тел. 5-44-69.

Ленинград.

- Пр. Володарского, 59 (уг. пр.
25 Октября), тел. 4-98-83.
Проспект 25 Октября, 24,
тел. 1-69-37.

Харьков.

- Улица 1-го Мая, 8, тел. 1-01.

Киев.

- Ул. Воровского, 35, тел. 37-08.
Ростов н/Д.
Ул. Фр. Энгельса, 69, тел. 13-20.
Н.-Новгород.
Ул. Свердлова, 19, тел. 22-14.
Свердловск.
Ул. Ив. Малышева, 58-а.

Цена 1 руб. 75 коп.